FREQUENZABHÄNGIGKEIT VON Q SEISMISCHER RAUMWELLEN IM ERDMANTEL

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Geowissenschaften

der Johann Wolfgang Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main

von

ATILLA ULUG

aus Balikesir, TÜRKEI

Frankfurt am Main

1983

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41523704_0037

FREQUENZABHÄNGIGKEIT VON Q SEISMISCHER RAUMWELLEN IM ERDMANTEL

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Geowissenschaften

der Johann Wolfgang Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main

von

ATILLA ULUG

aus Balikesir, TÜRKEI

Frankfurt am Main

1983

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Geowissenschaften
der Johann Wolfgang Goethe-Universität zu Frankfurt am Main

Dekan: Prof. Dr. K. Vogel
Erster Berichterstatter: Prof. Dr. H. Berckhemer
Zweiter Berichterstatter: Prof. Dr. G. Müller

Tag der Promotion: 19. Mai 1983

INHALTSVERZEICHNIS

		Seite
	ZUSAMMENFASSUNG	1
1.	EINLEITUNG	3
2.	VERFAHREN ZUR BESTIMMUNG DER FREQUENZABHÄNGIGKEIT VON Q IM ERDMANTEL	10
2.1.	Die Erde als lineares Filter	10
2.2.	Methode zur Bestimmung der Frequenzabhängigkeit von Q	11
2.3.	Empirische Bestimmung von m	15
3.	THEORETISCHE GRUNDLAGEN DER VERWENDETEN METHODE	18
3.1.	Instrumenten-Übertragungsfunktion	18
3.2.	Die Krusten-Übertragungsfunktionen	20
3.3.	Die Mantel-Übertragungsfunktionen	23
3.3.1.	Der geometrische Strahldivergenzfaktor	23
3.3.2.	Einfluss der Anelastizität des Mantels	25
3.3.2.1.	Zusammenhang zwischen $Q(\omega)$ und dem komplexen Modul	26
3.3.2.2.	Beziehung zwischen $Q(\omega)$ und der komplexen Wellengeschwindigkeit	28
3.3.2.3.	Das Verhältnis von $Q_p(\omega)$ zu $Q_s(\omega)$	31
3.4.	Das Quellspektrum	35
3.4.1.	Unilateraler Bruch als Erdbebenherdmodell	39
3.4.2.	Das bilaterale Bruch-Modell	50
3.4.3.	Beliebige Dislokationsfunktion	52
3.4.4.	Diskussion des Quellspektren-Verhältnisses	56
4.	DATENAUSWAHL	58
4.1.	Wahl des Zeitfensters	61
4.1.1.	Festlegung der Fensterlänge	61
4.1.2.	Einfluss der späteren Phasen	65
4.1.3.	Wahl der Fensterform	68
4.2.	Die Ausschaltung der Wechselwellen	71

		Seite
5.	PRAKTISCHE ANWENDUNG DER UNTERSUCHUNGSMETHODE	73
5.1.	Die Registrierungen der seismischen Signale	73
5.2.	Anpassung der GRF-Registrierungen an die DEC-10 der Universität Frankfurt/M.	73
5.3.	FFT-Verfahren und Glättung	76
6.	BEISPIELE	79
7.	KRITISCHE DISKUSSION DER MÖGLICHEN FEHLEREINFLÜSSE	93
7.1.	Generierung synthetischer Q-Spektren	93
7.2.	Einfluss der Bodenunruhe	100
7.3.	Einfluss des Zeitfensters	103
7.4.	Andere Störeinflüsse	111
7.5.	Einfluss des Quellspektrums	114
8.	VERGLEICH MIT ERGEBNISSEN VON ANDEREN AUTOREN	121
	LITERAURVERZEICHNIS	125

ZUSAMMENFASSUNG

Es wird in dieser Arbeit der Versuch gemacht, aus dem Spektralverhältnis von teleseismischen S- und P- Wellen die Frequenzabhängigkeit von Q im Erdmantel im Bereich ca. 0.05-1.5 Hz zu ermitteln. Hierzu werden digitale Breitbanddaten des seismologischen Zentralobservatorium Gräfenberg (GRF) von insgesamt 17 Fernbeben im Zeitraum 1977-1981 und im Epizentralbereich $37.6^{o} < \Delta < 90.3^{o}$ analysiert.

Die Auswertungsmethode setzt voraus: 1) Die Krusten-Übertragungsfunktionen für P- und S- Wellen sind konstant, 2) Die geometrische Strahldivergenzfaktoren für P- und S- Wellen sind ungefähr gleich, 3) $\overline{Q}_p(f)$ und $\overline{Q}_s(f)$ sind einander proportional, 4) Proportionalität der Quellspektren für P- und S-Wellen.

Unter diesen Voraussetzungen berechnete Q- Spektren zeigen ein Anstieg mit wachsender Frequenz. Dieser Anstieg wird durch Ausgleichsgerade dargestellt. Um die Ursachen für Abweichungen der tatsächlichen Q- Spektren von den Ausgleichsgeraden erkennen und die Signifikanz der Ergebnisse beurteilen zu können, wurden numerische Modellrechnungen mit semisynthetischen Seismogrammen durchgeführt, denen ein idealisiertes Q- Modell zugrunde lag. So wurde der Einfluss von seismischer Bodenunruhe, der Länge und Form des Zeitfensters und des Glättungsverfahrens untersucht. Besondere Beachtung wurde der Zulässigkeit der Voraussetzung 4 (Proportionalität der P- und S-Quellspektren) geschenkt durch Untersuchung der Spektralverhältnisse theoretischer Herdprozesse endlicher Ausdehnung (unilaterale und bilaterale Bruchausbreitung).

Auch nach Berücksichtigung der verschiedenen Störeinflüsse verbleibt ein signifikanter Anstieg von Q mit der Frequenz. Er kann in dem untersuchten Frequenzbereich durch ein Potenzgesetz $Q \sim f^{\alpha}$ beschrieben werden, wobei α zwischen 0.2-0.5 liegt.

Dieses Ergebnis wird mit seismologischen Befunden anderer Autoren und mit Laborexperimenten an Erdmantelgestein bei hohen Temperaturen verglichen.

ABSTRACT

In this paper it is attempted to determine the frequency dependence of the Q factor of the earth's mantle in the frequency range 0.05 - 1.5 Hz from the spectral ratio of teleseismic S- and P- waves. The digital broad - band data of 17 earthquakes from the Central Seismological Observatory in Gräfenberg (GRF) are analized.The earthquakes occured in the time period 1977 - 1981 and in the epicentral distance range $37.6^{o} < \Delta < 90.3^{o}$.

The evaluation method assumes: 1) The crustal transfer functions of P- and S- waves are constant , 2) The geometrical spreading factors for P-and S-waves are approximately equal, 3) $\overline{Q}_p(f)$ and $\overline{Q}_s(f)$ are proportional to each other, as are 4) The source spectra of P- and S-waves.

The calculated Q- spectra increase approximately linearly with increasing frequency. Numerical model calculations with semi-synthetic seismograms help to identify the causes of deviations from the linear least squares fitted line and to judge the significance of the results from the idealized Q-model.Thus,the influence of seismic noise,length and form of the time-window and the influence of smoothing-processes were investigated. Particular consideration was given to the validity of assumption 4 (proportionality of P-and S-source-spectra) by investigating the theoretical spectral ratio of finite size sources (unilateral and bilateral fracture).

Even after correcting the Q- spectra, a significant increase of Q with frequency remains. It can be described by a power-law $Q \sim f^{\alpha}$ in the investigated frequency band. Here α lies between 0.2-0.5 .

This result is compared with the seismological findings of other authors and with laboratory experiments at high temperatures on rocks of the earth's mantle.

1. EINLEITUNG

Die Energieabnahme seismischer Wellen durch die Anelastizität des Erdkörpers wird in der Seismologie durch den elastischen Gütefaktor Q oder seinen Reziprokenwert,den anelastischen Verlustfaktor $1/Q=Q^{-1}$ beschrieben.Die Eigenschaften dieser Größe wurden bisher von vielen Autoren sowohl mit Laborexperimenten, als auch von seismischen Beobachtungen ausgehend untersucht. Mögliche Mechanismen,die die Energieabnahme seismischer Wellen verursachen können, wurden diskutiert (KNOPOFF,1964;ANDERSON, 1967;JACKSON,ANDERSON,1970;O'CONNELL,BUDIANSKY,1977;ANDERSON, MINSTER,1979;JOHNSTON et al.,1979;MAVKO,NUR,1979).
Ohne auf Einzelheiten eingehen zu wollen sei hier bemerkt,daß für Absorptionsprozesse bei den niederen Temperaturen und Drucken der oberen Erdkruste wohl in erster Linie Reibungsvorgänge an Korngrenzen sowie Verdrängungsvorgänge von Porenwasser in Frage kommen,während bei den hohen Drucken und Temperaturen im Erdmantel die Anelastitität durch thermisch aktivierte diffusionsgesteuerte Relaxationsprozesse an Korngrenzen oder im Innern der Kristallkörner verursacht wird.
Experimentelle Untersuchungen an Erdmantelgesteinen bei hohen Temperaturen und im seismischen Frequenzbereich wurden im hiesigen Institut von BERCKHEMER et al. (1979,1982) im Hinblick auf Temperatur- und Frequenzabhängigkeiten von Q durchgeführt. Es lag deshalb nahe, die Absorption seismischer Raumwellen im Erdmantel speziell im Hinblick auf eine mögliche Frequenzabhängigkeit von Q zu untersuchen. Von den meisten Seismologen wurde bisher Q als eine zwar tiefenabhängige,aber frequenzunabhängige Größe angesehen.Dies lag wohl auch daran,daß hinreichend genaue Q-Bestimmungen noch sehr selten sind.

Als erster Hinweis für eine Frequenzabhängigkeit von Q im Erdmantel kann der Unterschied der Q-Tiefen-Modelle,die aus Daten unterschiedlicher Frequenzbereiche abgeleitet wurden,angesehen werden (z.B. ANDERSON,ARCHAMBEAU,1964; ANDERSON et al.,1965 ; ARCHAMBEAU et al.,1969; ANDERSON,HART,1978 a,b). Abb.1.1 zeigt drei Q-Modelle für P-Wellen im Erdmantel.

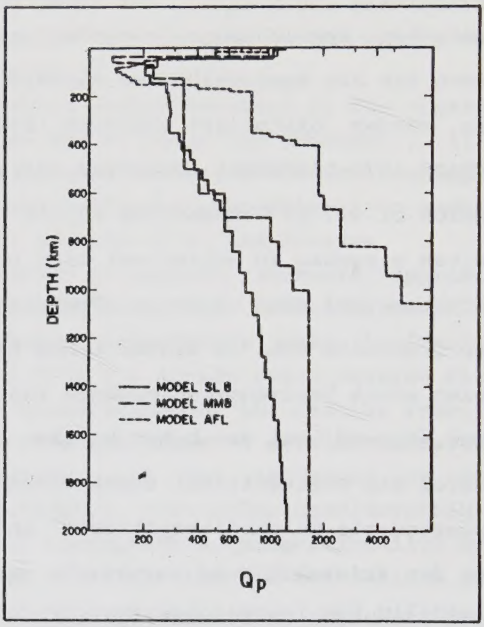

Abb.1.1 : Q_p gegen Tiefe. Die Modelle SL8 und MM8 wurden aus der Daten von freien Eigenschwingungen der Erde und Oberflächenwellen abgeleitet. Das Modell AFL entspricht für die P-Wellen(aus LUNDQUIST,CORMIER, 1980).

Dabei wurden die Modelle SL8 und MM8 von ANDERSON,HART(1978b) bzw. ANDERSON,ARCHAMBEAU(1964) aus freien Eigenschwingungen der Erde bzw. langperiodischen Oberflächenwellen abgeleitet. Sie liegen zumindest im oberen Erdmantel dicht beisammen. Im

Gegensatz dazu bezieht sich das Modell-AFL (ARCHAMBEAU et al., 1969) auf kurzperiodische Raumwellen. Die Q-Werte dieses Modells sind signifikant höher als die der beiden anderen Modelle.Dies kann als erster Hinweis dafür angesehen werden,daß Q mit der Frequenz anwächst.

Aus Untersuchungen von Q_s für den unteren Erdmantel fand SACKS (1980) auch,daß die Q-Werte für Raumwellen mehr als zweimal größer sind die für freie Eigenschwingungen. Dies könnte bedeuten,daß eine Frequenzabhängigkeit von Q im unteren Erdmantel vorhanden ist.

Detalliertere Untersuchungen über die Frequenzabhängigkeit von Q im Erdmantel wurden von SIPKIN,JORDAN (1979) mit Hilfe von Kernreflexionen (ScS) durchgeführt. Ihre Ergebnisse sind in Abb.8.1 zu sehen (Abschnitt 8).Dabei wurden zwar die beobachteten Q-Werte innerhalb einzelner Periodenbereiche als konstant (frequenzunabhängig) behandelt.Insgesamt ist aber ein genereller Anstieg von Q mit der Frequenz erkennbar, der von den Autoren jedoch so gedeutet wird, daß bei sehr tiefen Frequenzen eine Frequenzunabhängigkeit besteht, oberhalb 0.1 Hz dagegen Q etwa proportional zur Frequenz anstiegt.

Andererseits zeigen die Untersuchungen der Frequenzabhängigkeit von Q an Erdmantelgesteinen, die im Frankfurter Institut im Labor bei hohen Temperaturen durchgeführt werden, im gesamten seismischen Frequenzbereich einen gleichmässigen Anstieg von Q mit wachsender Frequenz.Von diesen sich widersprechenden Befunden ausgehend wird in dieser Arbeit versucht,die mögliche Frequenzabhängigkeit von Q im Erdmantel aus teleseismischen Raumwellen zu ermitteln.

Die Frequenzabhängigkeit von Q der Oberflächenwellen und der freien Eigenschwingungen ist durch die Untersuchungen vieler

Autoren weitgehend bekannt. Die ausführlichen Ergebnisse dafür finden sich in der Literatur z.B. bei ANDERSON,ARCHAMBEAU (1964);BEN-MENAHEM(1965);ANDERSON et al. (1965);ANDERSON,HART (1978 a,b).Wir wollen uns deshalb in dieser Arbeit nur mit den Raumwellen beschäftigen.

Die Größe der Anelastizität,1/Q, kann durch die Energieabnahme sich ausbreitender seismischer Wellen ermittelt werden (KNOPOFF,1964).Wegen der Proportionalität zwischen der Energie und dem Quadrat der Amplitude ($E \sim A^2$ und $2\ln A \sim \ln E$) kann man die Amplitudenabnahme der seismischen Wellen zur Bestimmung von Q benutzen.Diese Amplitudenabnahme kann im Spektralbereich durch das Verhältnis von Amplitudenspektren ermittelt werden.Es wird vorausgesetzt,daß das Amplitudenspektrum eines seismischen Signals durch Multiplikation des Quellspektrums mit den Übertragungsfunktionen von Mantel, Kruste und Instrument gewonnen werden kann,d.h. daß es sich um lineare Übertragungssysteme handelt.In der Literatur wird dieses Verfahren als "Equalization-Method" bezeichnet (BEN-MENAHEM et al., 1965;TENG,BEN-MENAHEM,1965),und wird in Abschnitt 2.1 anschaulich erklärt.

Die Methode der Verhältnisbildung der Amplitudenspektren kann man hauptsächlich in drei Gruppen unterteilen:I-) Methode der Frequenzverhältnisbildung "frequency-ratio", II-) Methode der Stationsverhältnisbildung "station-ratio", III-) Methode der Wellentypverhältnisbildung "wave-ratio".

Wenn $A(\omega,r)$ das Amplitudenspektrum des Signals an einer Station ist,läßt sich die erste Methode (I) durch $A(\omega_1,r)/A(\omega_2,r)$ beschreiben, wobei $A(\omega_1,r)$ und $A(\omega_2,r)$ die Spektralamplituden eines Signals bei den Frequenzen ω_1 und ω_2 sind.Wenn man ω_1 und ω_2 nicht als einzelne Frequenzen, sondern jeweils als

die mittleren Werte eines Frequenzbereiches betrachtet, sind $A(\omega_1,r)/A(\omega_2,r)$ in diesem Fall als das Spektralamplitudenverhältnis für diese Frequenzbereiche anzusehen,z.B. als das Verhältnis des Spektrums bei tiefen Frequenzen zu dem bei hohen Frequenzen.Aus diesem Verhältnis kann dann ein Q-Wert berechnet werden.Diese Methode wurde bisher von vielen Autoren zur Q-Bestimmung benutzt,z.B. bei TSUJIURA(1966,1969);OKADA et al. (1970);CHOUDHURY(1972);BURDICK(1978);SIPKIN,JORDAN(1979) u.a. Je nach Autoren wurden das Quellspektrum und die Übertragungsfunktionen von Kruste und Instrument entweder vor der Verhältnisbildung korrigiert oder durch vereinfachte Annahmen bei der Verhältnisbildung eliminiert.

Bei der Stationsverhältnismethode wird das Verhältnis der Amplitudenspektren eines Signals, das an zwei unterschiedlichen Stationen registriert wurde, $A(\omega,r_1)/A(\omega,r_2)$ gebildet,wobei $A(\omega,r_1)$ das Amplitudenspektrum des Signals an der Station 1 mit der Entfernung r_1, und $A(\omega,r_2)$ das Amplitudenspektrum des gleichen Signals an der Station 2 mit der Entfernung r_2 ist.Diese Methode wird in der Literatur auch als Entfernungsverhältnismethode "distance-ratio" bezeichnet, da das Signal in zwei unterschiedlichen Epizentralentfernungen betrachtet wird.Auch hier bedeutet ω meist ein ganzes Frequenzband. Laterale Änderungen von Q "differential attenuation" können mit dieser Methode gut erkannt werden (SOLOMON,TOKSÖZ,1970) . Sie wurde z.B. von SUMNER(1967); TENG(1968); KURITA(1966,1968) ; MIKUMO,KURITA(1968) zur Untersuchung der Abhängigkeit von Q mit der Tiefe und der Entfernung benutzt.

Bei der Wellentypverhältnismethode wird das Verhältnis der Amplitudenspektren zweier seismischer Phasen,die an der gleichen Station registriert wurden, $A_1(\omega,r)/A_2(\omega,r)$ bestimmt.

Bei dieser Methode eliminiert sich die Instrumentübertragungsfunktion bei der Verhältnisbildung.Die zwei unterschiedlichen Signale können entweder gleichartige Wellentypen mit unterschiedlichem Wellenweg (z.B. P,PcP) oder unterschiedliche Wellentypen (z.B. S,P) mit (etwa) gleichem Wellenweg sein.Bei der Verwendung gleichartiger Wellen wie P/PcP bzw. S/ScS ,die auf verschiedenen Wellenwegen laufen,eliminieren sich die Krustenübertragungsfunktionen und die Quellspektren näherungsweise bei der Verhältnisbildung. Eine signifikante Rolle spielen hierbei die räumlichen Faktoren (geometrischer Divergenzfaktor,Reflexionskoeffizienten). Q wurde nach dieser Methode z.B. von KANAMORI(1967 a,b) mit P/PcP Phasen, von KOVACH,ANDERSON (1964) und von JORDAN,SIPKIN(1977) mit multiplen kernreflektierten S-Phasen (ScS_{n+1}/ScS_n) und von SACKS(1980) mit einer zweifach den Kern durchlaufenden P-Phase und der direkten P-Phase (PKPPKP/P) berechnet.

Für die Anwendung der unterschiedlichen Wellentypen,die sich praktisch auf demselben Weg ausbreiten,kürzen sich z.B. die Strahldivergenzfaktoren. Die Quellspektren können sich ebenfalls näherungsweise bei der Benutzung von ScS/ScP oder PcS/PcP eliminieren (KANAMORI,1967 c).

Auch Kombinationen zwischen diesen Methoden sind möglich. ARCHAMBEAU et al. (1969) hat eine Kombination der Methode I und II für explosionsgenerierte P- Wellen benutzt. BURDICK (1978) hat die Methode I und III zur Bestimmung der Proportionalität der mittleren Q-Werte von P- und S-Wellen benutzt. Zwei unterschiedliche Phasen (SKP/S), die an zwei verschiedenen Stationen registriert wurden (eine Kombination von II und III) hat SACKS(1980) zur Bestimmung von Q benutzt.

Bei den oben genannten Untersuchungen wird häufig die Annahme

gemacht,daß das Amplitudenspektrum eines Signals oder das Verhältnis zweier Signale mit wachsender Frequenz linear abfällt. Aus der Steigung dieser Regressionsgeraden ergibt sich ein konstanter Q-Wert,der innerhalb des benutzten Frequenzbereiches gilt.Läßt man die Annahme des linearen Abfalls fallen, so kann im Prinzip mit jeder der beschriebenen Methoden ein frequenzabhängiges Q bestimmt werden,man erhält dann also ein Q-Spektrum.

Wir haben zur Bestimmung solcher Q-Spektren die Wellentypverhältnismethode angewandt,und dabei das Spektralverhältnis von P- und S-Welle an derselben Station benutzt.Dies hat den Vorteil des praktisch gleichen Wellenwegs und läßt wegen der sehr viel stärkeren Absorption der S-Welle gegenüber der P-Welle deutliche Effekte erwarten.Das schwerwiegendste Problem sind hier die Voraussetzungen,die über das P- und S-Quellspektrum gemacht werden müssen. Die Einzelheiten der Methode und die Abschätzung möglichen Fehler sind nachfolgend beschrieben.

2. VERFAHREN ZUR BESTIMMUNG DER FREQUENZABHÄNGIGKEIT VON Q IM ERDMANTEL

2.1. DIE ERDE ALS LINEARES FILTER

Bis zur Aufzeichnung an der Station werden die seismische Signale durch manche Effekte beeinflußt.Das heißt,das Quellsignal wird durch das anelastische und inhomogene Verhalten des Mantels,durch die geschichtete Kruste und durch das Instrument geändert.
Mit der Annahme,daß diese Prozesse linearen Gesetzen folgen, kann man das Seismogramm als Faltung des Quellsignals mit entsprechenden Operatoren ansehen.Man betrachtet also Mantel,Kruste und Seismograph als lineare Filter.Damit wird gleichzeitig angenommen,daß die Absorption ebenfalls linear ist.Das Amplitudenspektrum eines Seismogramms kann mit dieser Annahme durch eine Kette linearer Filter dargestellt werden:

$$A(\omega) = I(\omega)\cdot K(\omega)\cdot M(\omega,r)\cdot \phi(\omega;\vartheta,\lambda) \qquad (1)$$

dabei bedeuten:

$A(\omega)$ = Amplitudenspektrum des Seismogramms,
$I(\omega)$ = Instrumenten-Übertragungsfunktion,
$K(\omega)$ = Krusten-Übertragungsfunktion,
$M(\omega,r)$ = Mantel-Übertragungsfunktion,
$\phi(\omega;\vartheta,\lambda)$ = Quellspektrum,
ϑ,λ = Kugelkoordinaten bezüglich einer Punktquelle (double-couple).

In Abbildung 2.1 wird die Gleichung (1) anschaulich dargestellt.

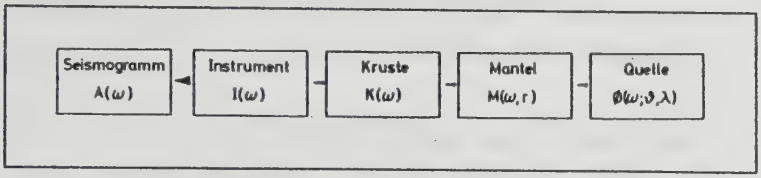

Abb.2.1 : Filterkette seismischer Signale.

Diese Darstellung wurde bisher von vielen Autoren wie etwa TENG,BEN-MENAHEM(1965);KANAMORI(1967a,b,c);TENG(1968);MIKUMO, KURITA(1968);ARCHAMBEAU et al.(1969) für unterschiedliche Zwecke und Anwendungsgebiete benutzt.

2.2. METHODE ZUR BESTIMMUNG DER FREQUENZABHÄNGIGKEIT VON Q

In dieser Arbeit wurde der Versuch gemacht,eine mögliche Frequenzabhängigkeit von Q mit der "Spektral-Verhältnis-Methode" für direkte Raumwellen zu bestimmen.
Die Mantel-Übertragungsfunktion $M(\omega,r)$ setzen wir aus zwei Teilen zusammen.Der eine Teil ist der geometrische Strahldivergenz-Faktor $G(\Delta)$,der frequenzunabhängig ist.Der Andere ist die im allgemeinen frequenz-und tiefenabhängige Absorption mit dem Absorptionskoeffizient $\gamma(\omega,r)$.

$$M(\omega,r) = G(\Delta)\cdot\exp\left[-\int_s \gamma(\omega,r)\cdot ds\right] \qquad (2)$$

Der Dämpfungsterm wird in der Praxis durch den elastischen

Gütefaktor Q beschrieben,wobei zwischen Absorptionskoeffizient γ und dem Gütefaktor Q der Zusammenhang $\gamma(\omega,r)=\frac{\omega}{2Q(\omega,r)v(r)}$ besteht. $v(r)$ ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen entlang dem Strahlweg s.Damit ergibt sich:

$$\exp\left[\int_s \gamma(\omega,r)\cdot ds\right]=\exp\left[\frac{\omega}{2}\int_s \frac{ds}{Q(\omega,r)\cdot v(r)}\right] \qquad (3)$$

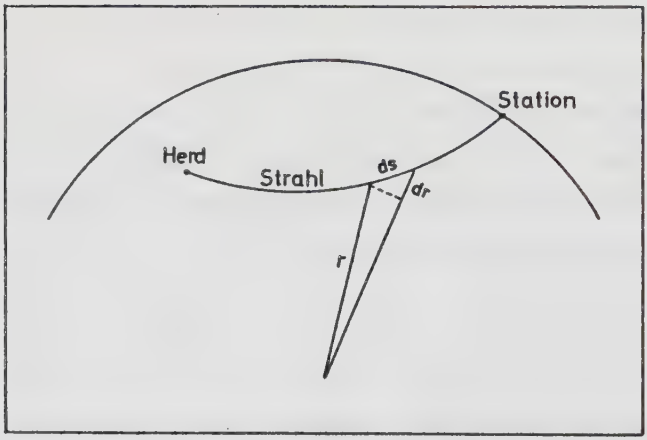

Abb.2.2 : Wellenweg eines Strahls.

Somit läßt sich das Amplitudenspektrum des Seismogramms (Gl.1) darstellen als:

$$A(\omega)=I(\omega)\cdot K(\omega)\cdot G(\Delta)\cdot\exp\left[-\frac{\omega}{2}\int_s \frac{ds}{Q(\omega,r)\cdot v(r)}\right]\cdot\phi(\omega;\vartheta,\lambda) \qquad (4)$$

Das Integral über den Strahlweg s läßt sich auch als das Verhältnis der Laufzeit t zu dem mittleren Q-Wert $\bar{Q}(\omega)$ entlang des Strahlwegs s darstellen (KURITA,1968).

$$\int_s \frac{ds}{Q(\omega,r)\cdot v(r)} = \frac{t}{\bar{Q}(\omega)} \qquad (5)$$

Die Amplitudenspektrenverhältnisse von P- und S-Wellen,die an einer Station mit dem gleichen Instrument registriert werden, kann man in Form von Gl.(4) mit Hilfe Gl.(5) allgemein schreiben als:

$$\frac{S(\omega)}{P(\omega)} = \frac{K_s(\omega)}{K_p(\omega)} \cdot \frac{G_s(\Delta)}{G_p(\Delta)} \cdot \exp\left\{\frac{\omega}{2}\left[\frac{t_p}{\bar{Q}_p(\omega)} - \frac{t_s}{\bar{Q}_s(\omega)}\right]\right\} \frac{\phi_s(\omega;\vartheta,\lambda)}{\phi_p(\omega;\vartheta,\lambda)} \qquad (6)$$

Wobei t_p und t_s die Laufzeiten der P- und S-Wellen sind.Die Instrumenten-Übertragungsfunktion eliminiert sich bei der Bildung des Spektralverhältnisses.

Jetzt wollen wir einige Voraussetzungen machen,deren theoretische Grundlagen im nächsten Abschnitt (Abschnitt 3) näher erklärt werden.

Die erste Voraussetzung betrifft die Krusten-Übertragungsfunktionen.Wir nehmen an,daß diese für P- und S-Wellen in erster Näherung als frequenzunabhängig betrachtet werden können (siehe Abschnitt 3.2).

Zum Zweiten nehmen wir an,daß der geometrische Strahldivergenz-Faktor für P- und S-Wellen für eine gegebene Entfernung ungefähr gleich ist,da die Strahlwege praktisch gleich sind. Dies ist in guter Näherung der Fall (siehe Abschnitt 3.3.1).

Drittens gehen wir von der häufig gemachten Annahme aus,daß nur der Scheranteil der Deformation zur Dämpfung beiträgt. Damit wird $\bar{Q}_p(\omega) \sim \bar{Q}_s(\omega)$.Die Proportionalitätskonstante ergibt sich zu 2.25 für eine Poissonzahl von 0.25.Hierzu wird auf Abschnitt 3.3.2.3 verwiesen.

Die vierte und schwerwiegendste Annahme betrifft das Quellspektrum: Wir setzen voraus,daß für eine vorgegebene Strahlrichtung die Quellspektren für P- und S-Wellen sich nur um einen frequenzunabhängigen Faktor unterscheiden.Dies ist zwei-

fellos korrekt für eine Punktquelle.Für einen Herdvorgang, dessen Bruchausbreitung nicht zu vernachlässigen ist,kann unter gewissen Voraussetzung immerhin angenommen werden,daß die P- und S-Wellenspektren im räumlichen statistischen Mittel für die Herdkugel näherungsweise einander proportional sind.Diese Voraussetzung wurde für unilaterale und bilaterale Bruchvorgänge untersucht und wird im Abschnitt 3.4 diskutiert.Also zusammenfassend:

1) $K_p(\omega)$, $K_s(\omega) \approx$ Konstant, $K_s(\omega)/K_p(\omega) = n$,

2) $G_p(\Delta) \approx G_s(\Delta)$,

3) $\bar{Q}_p(\omega) = k \cdot \bar{Q}_s(\omega)$, $k = v_p^2/v_s^2 \cdot (3/4)$,

4) $\phi_s(\omega;\vartheta,\lambda)/\phi_p(\omega;\vartheta,\lambda) = g(\vartheta,\lambda)$.

Wobei v_p bzw. v_s die P- und S-Wellengeschwindigkeiten sind. Für $g(\vartheta,\lambda)$ wird im folgenden g gesetzt für jeweils ein bestimmtes Beben und eine bestimmte Station.
Die Gl.(6) wird unter dieser Voraussetzungen so dargestellt:

$$\frac{S(\omega)}{P(\omega)} = m \cdot \exp\left[\frac{\omega}{2} \cdot \frac{1}{\bar{Q}_s(\omega)} \cdot \left(\frac{t_p}{k} - t_s\right)\right] \qquad (7)$$

Wobei $m = g \cdot n$ ist.Bei den weiteren Betrachtungen gehen wir nun von der Kreisfrequenz ω zur Frequenz $f = \omega/2\pi$ über.Mit der Anwendung des natürlichen Logarithmus erhält man $\bar{Q}_s(f)$:

$$\bar{Q}_s(f) = \frac{\pi \cdot f}{\ln S(f) - \ln P(f) - \ln m} \cdot \left(\frac{\frac{4}{3} t_p^3 - t_s^3}{t_s^2}\right) \qquad (8)$$

Der Qualitätsfaktor für P-Wellen läßt sich analog zu (8) mit Hilfe der Voraussetzung 3 schreiben.

$$\bar{Q}_p(f) = \frac{\pi \cdot f}{\ln S(f) - \ln P(f) - \ln m} \cdot \left(\frac{t_p^3 - \frac{3}{4} t_s^3}{t_p^2} \right) = \frac{3}{4} \cdot \frac{t_s^2}{t_p^2} \cdot \bar{Q}_s(f) \qquad (9)$$

$\bar{Q}_s(f)$ bzw. $\bar{Q}_p(f)$ in den Gleichungen (8) bzw. (9) lassen sich nur angeben,wenn der Faktor m vorher ermittelt worden ist.

2.3. EMPIRISCHE BESTIMMUNG VON m

Zur empirischen Bestimmung von m benutzen wir Gleichung (8) bzw. Gleichung (9),indem für eine Referenzfrequenz f_r ein empirisches $\bar{Q}_s(f_r)$ bzw. $\bar{Q}_p(f_r)$ aus der Literatur entnommen wird, und nach m aufgelöst wird.Dazu wird das Modell-SL1 von ANDERSON,HART(1978a) ausgewählt.Dies ist berechtigt,da wir in dieser Untersuchung nicht an einer Neubestimmung des Absolutwertes von Q interessiert sind,sondern speziell an der Frage einer möglichen Frequenzabhängigkeit von Q.Also setzen wir:

$$\bar{Q}_s(f_r) = Q_{SL1} \qquad (10)$$

Für die Referenzfrequenz f_r ist 0.1 Hz gewählt worden,da im Modell-SL1 Raumwellen im Periodenbereich von 10-50 sec verwendet wurden.Durch die Auswahl des Q-Modells und der Referenzfrequenz ändert sich nur der Absolutwert von $\bar{Q}_s(f)$ bzw. $\bar{Q}_p(f)$.Mit der Verwendung von anderen tiefenabhängigen Q-Modellen oder anderen Referenzfrequenzen werden unsere Q-Spektren nur verschoben ohne daß ihr Frequenzverlauf wesentlich

verändert würde.

Die Normierung geschieht wie folgt:Die mittleren Q-Werte für eine vorgegebene Epizentralentfernung ergeben sich aus den bei ANDERSON,HART(1978a) tabellierten $t^*(\Delta)$-Werten für P- und S-Wellen:

$$t^*(\Delta) = \frac{t(\Delta)}{\bar{Q}} \qquad (11)$$

Damit kann m in Gleichungen (8) und (9) wie folgt bestimmt werden:

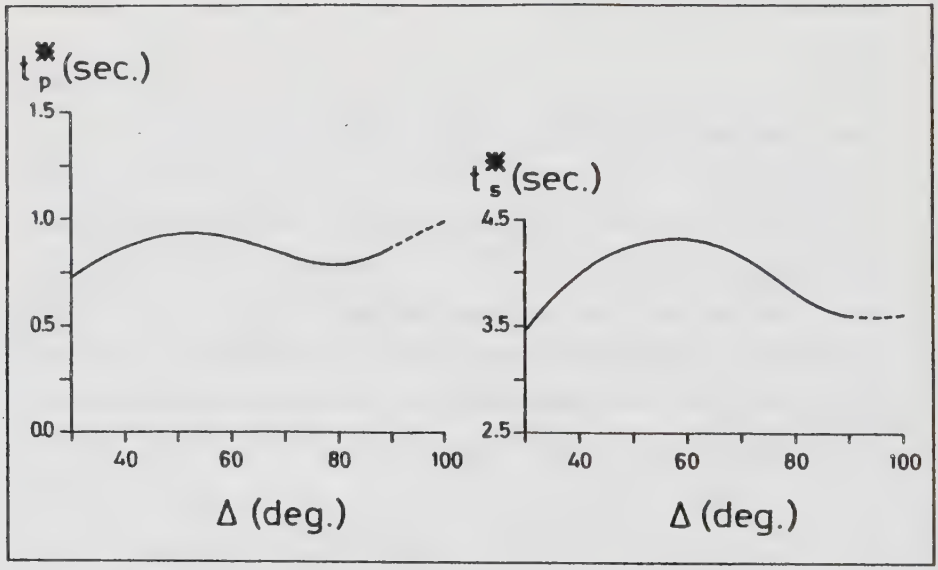

Abb.2.3 : t^*-Werte für die P- und die S-Welle in Abhängigkeit von der Epizentralentfernung Δ° nach ANDERSON,HART (1978a) Modell-SL1.

$$\ln m = \ln\left[\frac{S(f)}{P(f)}\right]_{f=0.1\ Hz} - \pi \cdot 0.1 \cdot t_s^*(\Delta) \cdot \left(\frac{\frac{4}{3}t_p^3 - t_s^3}{t_s^3}\right) \qquad (12)$$

oder mit $t_p^*(\Delta)$:

$$\ln m = \ln\left[\frac{S(f)}{P(f)}\right]_{f=0.1\ Hz} - \pi \cdot 0.1 \cdot t_p^*(\Delta) \cdot \left(\frac{t_p^3 - \frac{3}{4} t_s^3}{t_p^3}\right) \qquad (13)$$

Nach der empirische Bestimmung von m (bzw. lnm) aus Gl.(12) bzw. Gl.(13) können $\bar{Q}_s(f)$ und $\bar{Q}_p(f)$ aus Gl. (8) und Gl. (9) berechnet werden.

3. THEORETISCHE GRUNDLAGEN DER VERWENDETEN METHODE

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen,die in Abschnitt 2 gebraucht wurden,näher erklärt.Die in Abschnitt 2 gemachten Annahmen werden diskutiert und auf ihre Gültigkeit hin überprüft.Dazu sollen die Eigenschaften der einzelnen Filter aus der Abb.2.1 untersucht werden.

3.1. INSTRUMENTEN-ÜBERTRAGUNGSFUNKTION

Die in dieser Arbeit verwendeten Seismogramme wurden im seismologischen Zentralobservatorium Gräfenberg (GRF) mit einem schwinggeschwindigkeitsproportionalen Breitbandseismographen im Digitalform aufgezeichnet.Die Übertragungsfunktion dieses Seismographen ist in Abb.3.1 wiedergegeben.
Im Frequenzbereich von 0.05- 5 Hz ist die Schwinggeschwindigkeitsübertragungsfunktion nahezu konstant.Der Abfall der Amplitudenübertragungsfunktion zu hohen Frequenzen ($f > 5$ Hz) bedingt durch die Samplingrate von 20 s^{-1} und das erforderliche Antialiasingfilter erfolgt mit f^6,zu tiefen Frequenzen ($f < 0.05$ Hz),hin mit f^{-2} bedingt durch die effektive Eigenperiode von T_o=20 s.Der Frequenzbereich,der aus Gründen des Signal-Störverhältnisses zur Q-Bestimmung verwendet werden konnte,0.05-1.5 Hz,liegt innerhalb dieses Bereichs gleichmäßiger Amplitudenvergrößerung.Eine detallierte Beschreibung des Seismographen findet sich bei HARJES et al.(1980).
Bei der Bestimmung der Q-Spektren braucht die Instrumenten-Übertragungsfunktion nicht berücksichtigt zu werden,da sie

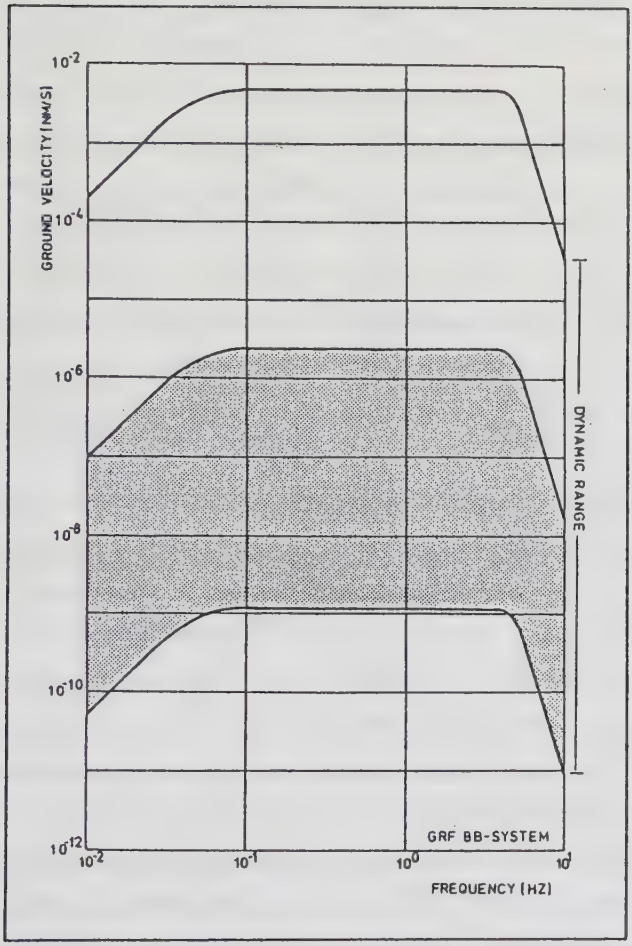

Abb.3.1 : Übertragungsfunktion des GRF Breit-Band-Systems und die Resolution(dunkles Feld),(aus HARJES et al.1980).

sich bei der Bildung des Spektralverhältnisses von S- zu P-Wellen heraushebt.Es muß lediglich sichergestellt sein,daß in dem Bereich,in dem das Q-Spektrum bestimmt werden soll,das System eine hinreichend gute Amplitudenauflösung besitzt,was bei 120 db Dynamikumfang sicher der Fall ist.

3.2. DIE KRUSTEN-ÜBERTRAGUNGSFUNKTIONEN

Die seismischen Wellen werden beim Durchgang durch die geschichtete Kruste wie in Gl.(1) skizziert,linear gefiltert. Diese Durchlassfunktion kann im Prinzip nach der Haskell-Thomson Matrizenmethode berechnet werden (THOMSON,1950; HASKELL,1953,1960,1962).Sie beschreibt die Antwort eines beliebig horizontal geschichteten Mediums auf eine einfallende ebene Welle beliebigen Inzidenzwinkels,wenn die Krustenparameter,wie Geschwindigkeiten,Dichte und Schichtdicke bekannt sind.Der Algorithmus findet sich bei BÅTH(1968). Krusten-Übertragungsfunktionen wurden nach dieser Methode bisher von vielen Autoren für unterschiedliche Krusten-Modelle und in verschiedenen Frequenzbereichen berechnet,z.B. bei PHINNEY(1964) und KURITA(1973) im Bereich 0.02-0.2 Hz, bei KANAMORI(1967c) im Bereich 0.0-1.0 Hz und bei LEBLANC (1967) im Bereich 0.4-1.6 Hz.

Die Abb.3.2.a zeigt die Krusten-Übertragungsfunktionen W_p d.h. das Amplitudenverhältnis der Vertikalkomponente an der freien Oberfläche zur Vertikalkomponente der an der Krustenbasis einfallenden P-Welle für zwei unterschiedliche Einfallswinkel und 4 Schicht-Kruste von insgesamt 38 km Dicke (KANAMORI,1967c).Entsprechendes zeigt Abb.3.2.b für die Horizontalkomponente U_s einer einfallender S-Welle.

Die durchgezogene Kurve zeigt die Krusten-Übertragungsfunktionen für periodische Anregung.Die gestrichelten Kurven zeigen die Krusten-Übertragungsfunktionen für eine 10 sec lange Zeitreihe,die der Autor als effektive Krusten-Übertragungsfunktionen bezeichnet.

Als weiteres Beispiel zeigt Abb.3.3,die Krusten-Übertragungs-

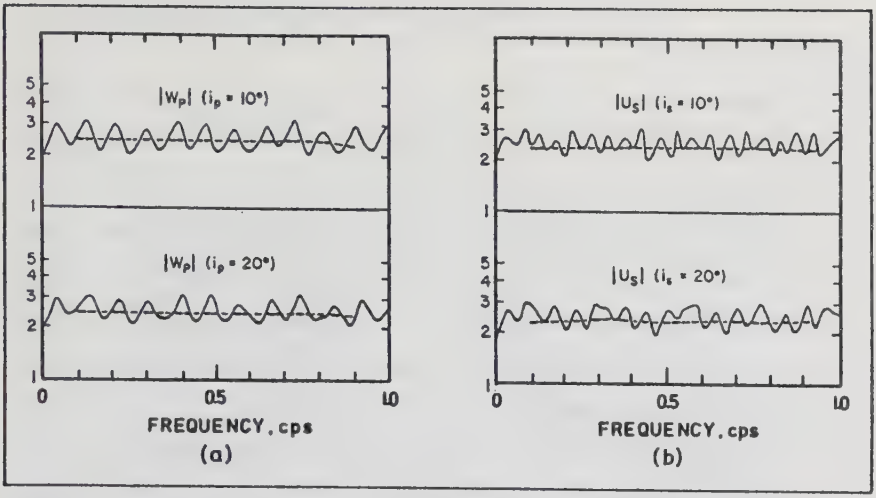

Abb.3.2 : Die normalisierte Krusten-Übertragungsfunktionen W_p und U_s für P- und S-Wellen (näheres siehe Text), (aus KANAMORI,1967c).

funktionen von P-Wellen für zwei unterschiedlichen Krusten-Modelle für verschiedene Einfallswinkels,die LEBLANC(1967) berechnet wurden.

Die Abb.3.3.c zeigt den Mittelwert von 20 Krusten-Übertragungsfunktionen im Bereich 0.4-1.6 Hz.Wie aus der Abb.3.2 und Abb.3.3 zu sehen ist,variieren diese Funktionen mit der Frequenz um einen konstanten Niveau und es gibt keine systematische Abnahme oder Zunahme mit der Frequenz.

Es wurde deshalb angenommen,daß die Krusten-Übertragungsfunktionen mit guter Näherung als eine Konstante betrachtet werden können.Also gilt nach LEBLANC(1967):

$$\text{und} \quad \left.\begin{aligned} K_p(\omega) &\approx K_p \\ K_s(\omega) &\approx K_s \end{aligned}\right\} = \text{Konstant} \qquad (14)$$

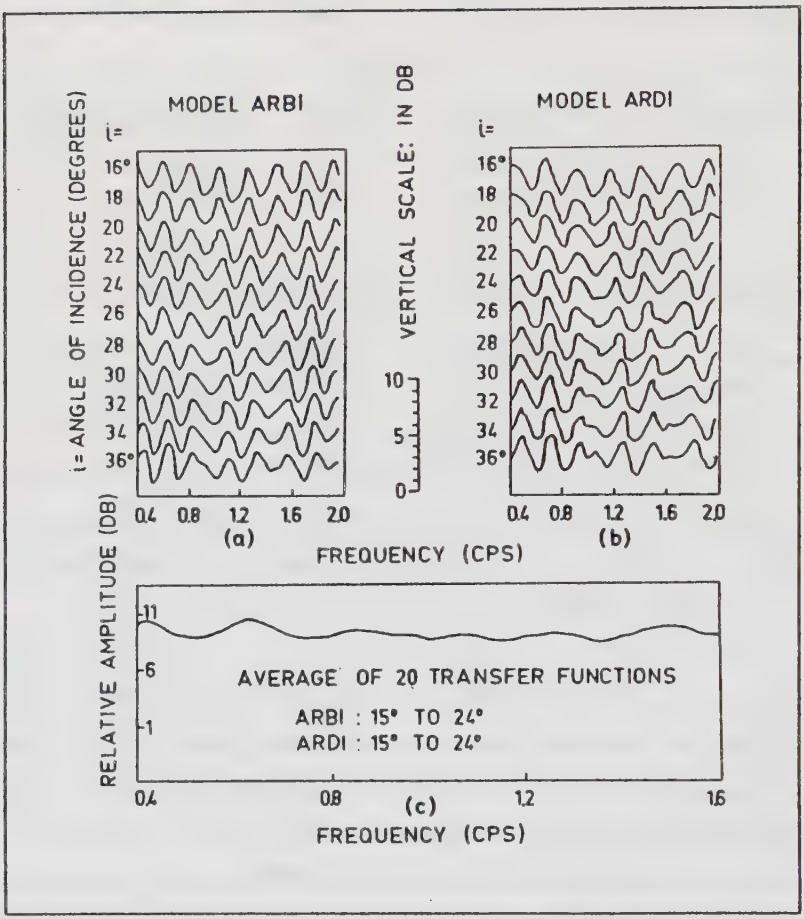

Abb.3.3 : Die Krusten-Übertragungsfunktionen für zwei Modelle und die mittlere Krusten-Übertragungsfunktion (aus LEBLANC,1967).

Wie Abb.3.2 zeigt,ist das Verhältnis $K_s/K_p \approx 1$ .Eventuelle Abweichungen davon sind in dem empirisch bestimmten Wert m (Gl. 7) automatisch mit enthalten und somit bei der Bestimmung von $\bar{Q}_s(f)$ und $\bar{Q}_p(f)$ nach Gleichungen (8) und (9) berücksichtigt.

3.3. DIE MANTEL-ÜBERTRAGUNGSFUNKTIONEN

Die seismischen Wellen werden beim Durchlaufen des Mantels von vielen Faktoren beeinflußt,die geometrisch und-oder materialbedingt sind (z.B. Strahldivergenz,Absorption,Streuung,Reflexion,Refraktion).Dabei spielen zwei Faktoren eine wesentliche Rolle.Einer davon ist der geometrische Strahldivergenzfaktor, der eine Amplitudenabnahme der seismischen Wellen durch die Vergrößerung von sich ausbreitenden Kugelwellenfronten verursacht.Er ist eine frequenzunabhängige Größe.Der andere ist die frequenzabhängige Absorption,die durch das anelastische. Verhalten des Mantels bedingt ist.Diese Effekten werden im Folgenden einzelnen betrachtet.

3.3.1. DER GEOMETRISCHE STRAHLDIVERGENZFAKTOR

Diesen Faktor bezeichnen wir mit $G(\Delta)$.Die in der Literatur gebräuchliche Darstellung (z.B. bei BULLEN,1963;BEN-MENAHEM et al.,1965) ist:

$$G(\Delta) = \frac{1}{r_o} \cdot \left[\frac{\sin i_h}{\cos i_o \cdot \sin\Delta} \cdot \frac{di_h}{d\Delta} \right]^{1/2} \qquad (15)$$

Wobei r_o der Erdradius,i_h der Abgangswinkel des Strahls ist, mit welchem dieser die Quelle verläßt und i_o der Inzidenzwinkel ist,mit dem der Strahl an der Unterkante der Kruste unter der Station einfällt. Δ ist der Epizentralwinkel.Die Abb.3.4 zeigt diese Größen anschaulich.

Die numerische Berechnung von $G(\Delta)$ ist möglich,wenn die Win-

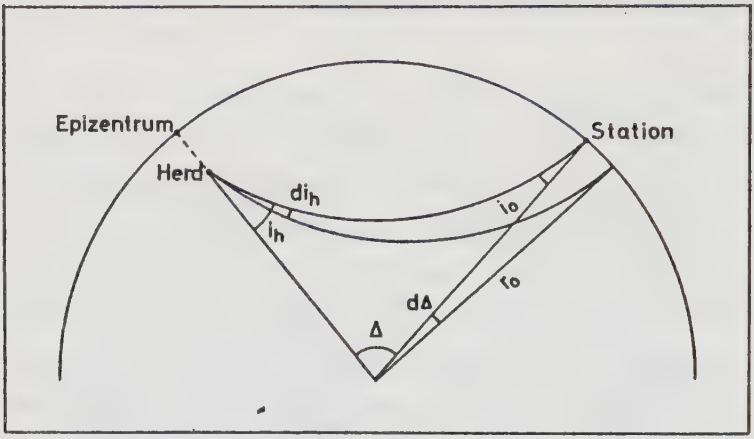

Abb.3.4 : Gebogener Strahlweg in einer geschichteten Erde (näheres siehe Text).

kel i_h, i_o und der Differenzialquotient $di_h/d\Delta$ bekannt sind (RITSEMA,1958;PHO,BEHE,1972).Die geometrische Strahldivergenzfaktoren für P- und S-Wellen wurden von SHIMSHONI,BEN-MENAHEM(1970) auch unter Berücksichtigung von Geschwindigkeiten und Dichten an der Quelle und der Unterkante der Kruste berechnet.Die Abb.3.5 zeigt diese Faktoren in Abhängigkeit von Δ als $G_p(\Delta)^2$ und $G_s(\Delta)^2$.
Die numerischen Werte von $G_p(\Delta)$ und $G_s(\Delta)$ für einen bestimmten Epizentralwinkel kann man aus der Abb.3.5 entnehmen. Darauf wurde aber bei unseren Berechnungen verzichtet,weil diese im Epizentralbereich von ca. 30°-90° ungefähr als konstant angenommen werden können.Außerdem sind sie nahezu gleich für P- und S-Wellen im genannten Epizentralbereich.
In Voraussetzung 2 (Abschnitt 2.2) wurde $G_p(\Delta) \approx G_s(\Delta)$ angenommen.Wenn,wie in Gleichung (6), $G_s(\Delta)/G_p(\Delta)$ nicht als 1 angenommen wird,so ist auch dieser Faktor mit in der empi-

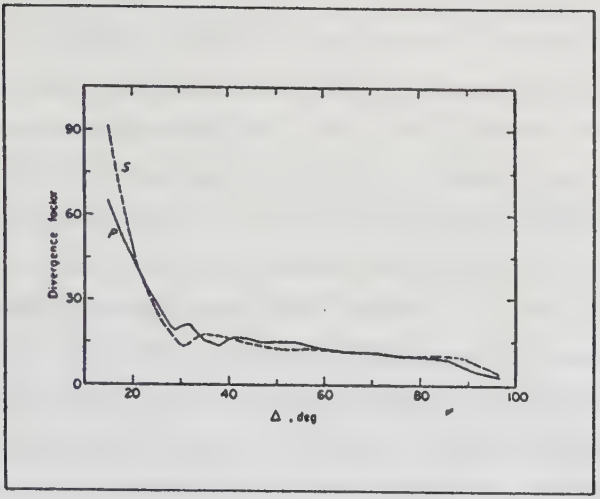

Abb.3.5 : Die Divergenzfaktoren für P- und S-Wellen (aus SHIMSHONI,BEN-MENAHEM,1970).

risch zu bestimmenden Grösse m enthalten.

3.3.2. EINFLUSS DER ANELASTIZITÄT DES MANTELS

Das anelastische Verhalten des Mantels verursacht Amplitudenschwächung und Dispersion von seismischen Wellen beim Durchgang im Mantel.Seine stoffliche Zusammensetzung und sein physikalischer Zustand unter den entsprechenden Druck-und Temperatur-Bedingungen ist verantwortlich für die Energieabnahme der seismischen Wellen.Am stärksten werden die seismischen Wellen innerhalb der "low-velocity-zone" bzw. der Asthenosphäre gedämpft.Die Dämpfung wird im allgemeinen durch den Q-Faktor beschrieben,dessen Kehrwert proportional dem relativen Ener-

gieverlust während einer Schwingung ist (KNOPOFF,1964).
Die physikalischen Phänomene der Verluste,die eine Amplitudenschwächung seismischer Wellen verursachen, werden als Dämpfungs-Mechanismen bezeichnet.Über diese Mechanismen wurden bisher viele Modelle entwickelt und Druck- Temperature- und Frequenz-Abhängigkeit von Q bei unterschiedlichen Bedingungen untersucht.Die Einzelheiten dieser Mechanismen wurden z.B. bei KNOPOFF(1964);ANDERSON(1967);JACKSON,ANDERSON(1970); JOHNSTON el al.(1979);BERCKHEMER et al.(1979) diskutiert.
Das Wirken dieser Mechanismen bestimmt das elastische und anelastische Verhalten des Mantels und kann durch komplexe Moduli beschrieben werden.Die Dämpfung seismischer Wellen kann daher in Termen komplexer Moduli ausgedrückt werden äquivalent zur Beschreibung durch den relativen Energieverlust. Dieser Weg wird im folgenden Abschnitt gewählt.

3.3.2.1. ZUSAMMENHANG ZWISCHEN Q(ω) UND DEM KOMPLEXEN MODUL

Bei einem isotropen und ideal elastischen Medium wird die Spannungs-Dehnungs-Beziehung durch das Hooke'sche Gesetz dargestellt als:

$$\sigma = M \cdot \varepsilon \qquad (16)$$

Wobei σ eine Spannung, ε eine Deformation und M der entsprechende Modul ist.Elastische Wellen breiten sich in diesem Körper mit der Geschwindigkeit v aus.

$$v = \sqrt{M/\rho} \tag{17}$$

Im ideal elastischen Fall haben bei zeitabhängiger Beanspruchung ε und σ den gleichen Zeitverlauf,d.h. M ist ein reeller und frequenzunabhängiger Materialparameter.Aber die Experimente zeigen,daß bei harmonischem Verlauf von σ die Deformation ε eine Phasenverschiebung gegenüber σ aufweist. Diese Phasenverschiebung bedeutet,daß im System Energie dissipiert wird.Mathematisch läßt sich ein solches Verhalten durch einen komplexen Modul beschrieben (z.B. FUTTERMAN,1962; KNOPOFF,1964;ANDERSON,1967 u.a.).Damit kann die Spannungs-Dehnungs-Beziehung für einen anelastischen Körper analog zu Gl.(16) mit komplexen Funktionen geschrieben werden.

$$\bar{\sigma}(\omega) = \bar{M}(\omega) \cdot \varepsilon(\omega) \tag{18}$$

Die Querstriche bedeuten hier die komplexe Funktionen.Der komplexe Modul ist:

$$\bar{M}(\omega) = \left|\bar{M}(\omega)\right| \cdot \exp\left[i\,\varphi(\omega)\right] = M_1(\omega) + iM_2(\omega) \tag{19}$$

Wobei $\left|\bar{M}(\omega)\right|$ der Betrag, $\varphi(\omega)$ die Phase, $M_1(\omega)$ und $M_2(\omega)$ Real- und Imaginär-Teil des Moduls sind.
Bei einem linearen Körper erzeugt diese Phasenverschiebung zwischen $\sigma(\omega)$ und $\varepsilon(\omega)$ bei der Darstellung in der σ-ε Ebene eine Ellipse und ist der Ausdruck von Energiedissipation oder Absorption.Das bedeutet,je größer $\varphi(\omega)$ ist,desto größer ist die Dissipation.Es läßt sich zeigen(z.B.BERCKHEMER et al.,1979),daß der elastische Gütefaktor Q und der komplexe Modul in folgendem Zusammenhang stehen:

$$Q(\omega) = \tan^{-1}\varphi(\omega) = M_1(\omega)/M_2(\omega) \qquad (20)$$

3.3.2.2. BEZIEHUNG ZWISCHEN $Q(\omega)$ UND DER KOMPLEXEN WELLENGESCHWINDIGKEIT

Eine der Bestimmungsweisen von Q ist die Betrachtung der Amplitudenschwächung einer harmonischen Welle entlang des Wellenweges (KNOPOFF,1964).Der Dämpfungsterm wurde bereits in Gleichung (3) dargestellt.Um Gl. (3) zu beweisen,gehen wir davon aus,daß sich eine Welle in einem anelastischen Körper ausbreitet.Entsprechend wird der elastische Modul als komplex angenommen.

Die eindimensionale Wellengleichung mit komplexem und ortsunabhängigem Modul $\bar{M}(\omega)$ lautet:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{\rho}{\bar{M}(\omega)} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \qquad (21)$$

Eine Lösung dieser Differentialgleichung kann mit komplexer Wellengeschwindigkeit $\bar{v}(\omega)$ wie folgt dargestellt werden:

$$u = u_o \cdot \exp\left\{ i\omega\left[t - \frac{x}{\bar{v}(\omega)}\right]\right\} \qquad (22)$$

Da man in der Seismologie normalerweise statt der Moduli die Wellengeschwindigkeiten benutzt,arbeitet man hier mit komplexen Wellengeschwindigkeiten.Dies ist der Verwendung komplexer Moduli völlig äquivalent.Es gilt daher die komplexe Wellengeschwindigkeit $\bar{v}(\omega)$ in Analogie zu (17):

$$\bar{v}(\omega) = \sqrt{\frac{\bar{M}(\omega)}{\rho}} \tag{23}$$

Setzt man (19) in (23) ein, so folgt:

$$\bar{v}(\omega) = \sqrt{\frac{|\bar{M}(\omega)|}{\rho}} \cdot \left[\cos \frac{\varphi(\omega)}{2} + i \cdot \sin \frac{\varphi(\omega)}{2} \right] = v_1(\omega) + i \cdot v_2(\omega) \tag{24}$$

Wobei $v_1(\omega)$ und $v_2(\omega)$ Real- und Imaginär-Teil der komplexen Wellengeschwindigkeit $\bar{v}(\omega)$ darstellen.
Mit Gl.(24) läßt sich Gl.(22) auf die Form einer fortschreitenden gedämpften Welle bringen:

$$u = u_o \cdot \exp \left\{ i\omega \left[t - \frac{x}{c(\omega)} \right] \right\} \exp \left[- \gamma(\omega) \cdot x \right] \tag{25}$$

Wobei die Ausbreitungsgeschwindigkeit $c(\omega)$ und der räumliche Absorptionskoeffizient $\gamma(\omega)$ dargestellt werden durch:

$$c(\omega) = \frac{v_1^2(\omega) + v_2^2(\omega)}{v_1(\omega)} \tag{26}$$

und

$$\gamma(\omega) = \frac{\omega \cdot v_2(\omega)}{v_1^2(\omega) + v_2^2(\omega)} \tag{27}$$

Setzt man (26) in (27):

$$\gamma(\omega) = \frac{\omega}{c(\omega)} \cdot \frac{v_2(\omega)}{v_1(\omega)} \tag{28}$$

Ersetzt man den Real-und Imaginär-Teil der komplexen Wellengeschwindigkeit $\bar{v}(\omega)$ durch Gl.(24), so gilt:

$$\gamma(\omega) = \frac{\omega}{c(\omega)} \cdot \tan \frac{\varphi(\omega)}{2} \qquad (29)$$

Für $Q(\omega) \gg 1$ gilt:

$$\tan \frac{\varphi(\omega)}{2} \approx \frac{1}{2} \tan \varphi(\omega) \qquad (30)$$

Damit ergibt sich mit Gl.(20) zwischen dem Absorptionskoeffizienten γ ,Q und c der Zusammenhang:

$$\gamma(\omega) = \frac{\omega}{2 \cdot Q(\omega) \cdot c(\omega)} \qquad (31)$$

Prinzipiell bewirkt,auch bei Raumwellen,eine anelastische Absorption $\gamma(\omega) > 0$ stets auch eine Phasengeschwindigkeitsdispersion $c(\omega)$ (FUTTERMAN,1962),jedoch kann für Raumwellen unter Vernachlässigung der Dispersion in den meisten Fällen die Ausbreitungsgeschwindigkeit $c(\omega)$ in Gl.(31) durch die P- bzw. S-Wellengeschwindigkeit v_p bzw. v_s (oder allgemein v) ersetzt werden.

Am Anfang dieses Abschnittes wurde der Modul ortsunabhängig betrachtet,um die Rechnungen zu vereinfachen.Aber für seismische Wellen ist der Modul ortsabhängig.Damit sind auch der Absorptionskoeffizient,der Q-Faktor und die Geschwindigkeit ortsabhängig.Durch Integration der Absorptionskoeffizienten Gl.(31) entlang des Strahlweges s und Exponenten-Bildung erhält man den Dämpfungsterm (KURITA,1968) wie in Gl.(3):

$$\exp\left[\int_s -\gamma(\omega,r) \cdot ds\right] = \exp\left[-\frac{\omega}{2} \cdot \int_s \frac{ds}{Q(\omega,r) \cdot v(r)}\right] \qquad (32)$$

Die Lösung dieses Integrals (Gl.32) kann als das Verhältnis von beobachteter Laufzeit t zum mittleren Q-Wert $\bar{Q}$ für den

ganzen Strahlweg interpretiert werden.Dieses Verhältnis wird in der Literatur wie auch in Gl.(11) meistens t^* genant (z.B. bei CARPENTER,1967;SOLOMON,TOKSÖZ,1970;BURDICK,1978;ANDERSON, HART,1978b;LUNDQUIST,CORMIER,1980 u.a.).
$\bar{Q}$ ist von Strahl zu Strahl verschieden.Mit der Abhängigkeit der Laufzeit von der Epizentralentfernung hat t^* auch eine Abhängigkeit von Δ .Daraus folgt:

$$t^*(\Delta,\omega) = \frac{t(\Delta)}{\bar{Q}(\omega)} \tag{33}$$

Jedoch ist diese Abhängigkeit,wie Abb.2.3 zeigt,erstaunlich gering.

3.3.2.3. DAS VERHÄLTNIS VON $Q_p(\omega)$ ZU $Q_s(\omega)$

Die komplexen Moduli für Kompressions- und Scher-Wellen lassen sich analog zu (19) schreiben:

$$\bar{M}_p(\omega) = \bar{K}(\omega) + \frac{4}{3}\bar{\mu}(\omega) \tag{34}$$

und

$$\bar{M}_s(\omega) = \bar{\mu}(\omega) \tag{35}$$

Wobei $\bar{K}(\omega)$ bzw. $\bar{\mu}(\omega)$ der komplexe Kompressions- bzw. Scher-Modul ist.Sie stellen sich mit Real- und Imaginär-Teil dar als:

$$\bar{K}(\omega) = K_1(\omega) + i\cdot K_2(\omega) \tag{36}$$

und

$$\bar{\mu}(\omega) = \mu_1(\omega) + i\cdot\mu_2(\omega) \tag{37}$$

Setzt man (36) und (37) in (34) und (35) ein,so erhält man:

$$\bar{M}_p(\omega) = K_1(\omega)+\frac{4}{3}\mu_1(\omega)+i\left[K_2(\omega)+\frac{4}{3}\mu_2(\omega)\right] \tag{38}$$

und

$$\bar{M}_s(\omega) = \mu_1(\omega)+i\cdot\mu_2(\omega) \tag{39}$$

Die Dämpfung für P- und S-Wellen läßt sich analog zu (20) mit Hilfe von (38) und (39) schreiben:

$$Q_p(\omega) = \frac{K_1(\omega) + (4/3)\cdot\mu_1(\omega)}{K_2(\omega) + (4/3)\cdot\mu_2(\omega)} \tag{40}$$

und

$$Q_s(\omega) = \frac{\mu_1(\omega)}{\mu_2(\omega)} \tag{41}$$

Wenn man das Verhältnis $Q_p(\omega)/Q_s(\omega)$ bildet und Zähler und Nenner mit der Dichte multipliziert,erhält man:

$$\frac{Q_p(\omega)}{Q_s(\omega)} = \frac{K_1(\omega)+(4/3)\cdot\mu_1(\omega)}{\rho}\cdot\frac{\rho}{\mu_1(\omega)}\left[\frac{\mu_2(\omega)}{K_2(\omega)+(4/3)\cdot\mu_2(\omega)}\right] \tag{42}$$

Der erste und zweite Term auf der rechten Seite von (42) entsprechen den Realteilen der Kompressions- und Scher-Wellengeschwindigkeiten.Mit folgender Näherung setzen wir die P- und S-Wellengeschwindigkeit v_p und v_s ein.
Mit Gl.(28) und (31) ergibt sich:

$$2\cdot Q(\omega) \approx v_1(\omega)/v_2(\omega) \tag{43}$$

Wenn man das Verhältnis $c(\omega)/v_1(\omega)$ in Gl.(26) bildet und

Gl. (43) einsetzt,so bekommt man:

$$\frac{c(\omega)}{v_1(\omega)} \approx 1 + \left[\frac{1}{2\cdot Q(\omega)}\right]^2 \qquad (44)$$

Für $Q(\omega) \gg 1$ ergibt sich am Gl.(44) in guter Näherung und frequenzunabhängig:

$$c \approx v_1 = \sqrt{\frac{M_1}{\rho}} \qquad (45)$$

Oder speziell $v_p^2 = K_1 + (4/3)\cdot\mu_1/\rho$ und $v_s^2 = \mu_1/\rho$ .Das ist berechtigt,da die Q-Werte im Erdmantel sehr viel größer als 1 sind. So erhielten z.B. KOVACH,ANDERSON(1964) Q-Werte für S-Wellen von 200 für den oberen Erdmantel und 2200 für den unteren Erdmantel,Q-Werte für P-Wellen entsprechend $Q_p > Q_s$.

$$\frac{Q_p(\omega)}{Q_s(\omega)} \approx \frac{v_p^2}{v_s^2}\cdot\left[\frac{1}{K_2(\omega)/\mu_2(\omega) + 4/3}\right] \qquad (46)$$

Das Verhältnis $Q_p(\omega)/Q_s(\omega)$ könnte prinzipiell im Mantel für $0 < K_2(\omega)/\mu_2(\omega) < 1$ zwischen $1.3 < Q_p/Q_s < 2.6$ variieren (siehe Abb.3.6).Aber im allgemeinen wird angenommen,daß die Verluste bei reiner Kompression klein sind im Vergleich zu den Verlusten durch Scherung.Das heißt,daß nur der Scheranteil der Deformation zur Dämpfung beiträgt (ANDERSON et al.,1965; ANDERSON,1967;BERCKHEMER et al.,1979).Mit $K_2 \approx 0$ folgt aus Gl. (46):

$$\frac{Q_p(\omega)}{Q_s(\omega)} \approx \frac{v_p^2}{v_s^2}\cdot\frac{3}{4} \qquad (47)$$

Die Poissonzahl für ein ideal-elastisches Medium beträgt $\sigma = 0.25$,daraus folgt $v_p = \sqrt{3}\cdot v_s$.Mit dieser Annahme ergibt sich

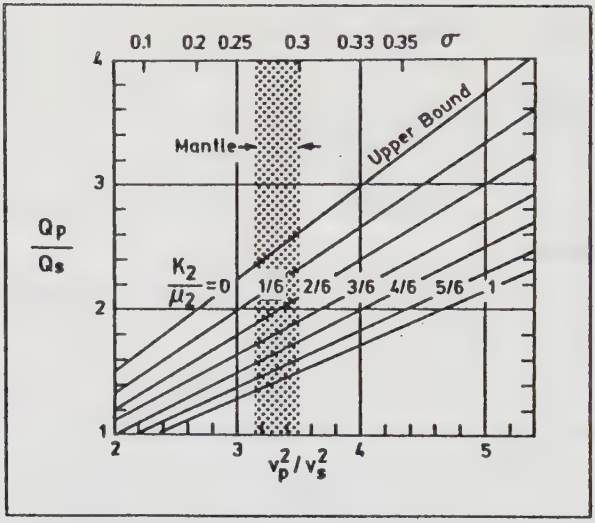

Abb.3.6 : Q_p/Q_s als Funktion von v_p^2/v_s^2 mit der komplexen Kompressibilität als Parameter(aus ANDERSON et al.,1965).

die Proportionalitätskonstante zu 2.25 .

Die Proportionalität von $Q_p(\omega)$ zu $Q_s(\omega)$ ist berechtigt,wenn sich beide in Form von $Q_p(\omega) = A \cdot C(\omega)$ und $Q_s(\omega) = B \cdot C(\omega)$ darstellen lassen,wobei die Frequenzabhängigkeit nur durch $C(\omega)$ beschrieben wird.Bei der Bildung des Verhältnisses eliminiert sich der frequenzabhängige Term $C(\omega)$ und übrig bleibt nur ein konstanter Term.

$$\frac{Q_p(\omega)}{Q_s(\omega)} = \frac{A}{B} = \text{Konstant} \qquad (48)$$

Dieser konstante Term,den wir k nennen wollen(A/B=k),ist bei uns 2.25 gewählt worden.Deshalb haben die Q-Spektren für P- und S-Wellen die gleiche Form,aber $Q_p(\omega)$ ist 2.25 mal größer als $Q_s(\omega)$.

3.4. DAS QUELLSPEKTRUM

Wenn der Gleichgewichtszustand der Spannungen in der Erde auf Grund einer Kraft gestört wird,werden seismische Wellen abgestrahlt.Die einfachste Kraftquelle für ein Erdbeben ist eine Punktkraftquelle.Punktkraftquellen können sein : Einzelkraft, Dipolkräfte,Multidipolkräfte mit oder ohne Moment.Die Komponenten des Verschiebungsfeldes an einer Station wurden für diese Kraftquellen von vielen Autoren berechnet (LOVE,1903; NAKANO,1923;HONDA,1962 u.a.).

Die Fernfeld-Verschiebungsamplitude für eine Punktquelle im homogenen elastischen Medium wird in Polarkoordinaten am Punkt $P(r,\vartheta,\lambda)$ für P-Wellen u^P und für S-Wellen u^S so dargestellt (BERCKHEMER,JACOB,1965):

$$u^P = \frac{1}{4\pi\rho r v_p^3} K\varepsilon \frac{df}{dt}\left(t-\frac{r}{v_p}\right) R_p(\vartheta,\lambda) \qquad (49)$$

und

$$u^S = \frac{1}{4\pi\rho r v_s^3} K\varepsilon \frac{df}{dt}\left(t-\frac{r}{v_s}\right) R_s(\vartheta,\lambda) \qquad (50)$$

Wobei v_p bzw. v_s P- bzw. S-Wellengeschwindigkeiten, $K\varepsilon = M$ Kraftmoment, $R_p(\vartheta,\lambda)$ bzw. $R_s(\vartheta,\lambda)$ die Abstrahlungscharakteristiken für P- bzw. S-Wellen sind.Die Abbildung 3.7 zeigt die Kraftsysteme und die entsprechende Abstrahlungscharakteristiken für P- und S-Wellen.

Die Abstrahlungscharakteristiken sind für P- und S-Wellen (AKI,RICHARDS,1980):

$$R_p(\vartheta,\lambda) = \sin 2\vartheta \cos\lambda \qquad (51)$$

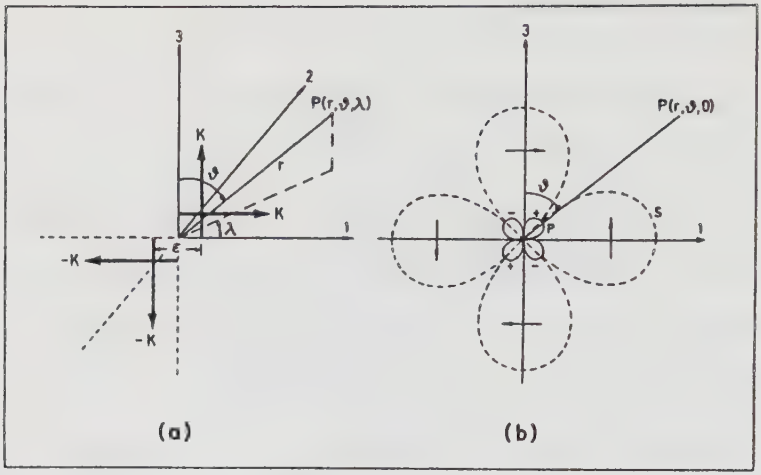

Abb.3.7 : Kreuzdipolkräfte (a) und deren Abstrahlungscharakteristik (b).Durchgezogene Kurven für P-Wellen,gestrichelte Kurven für S-Wellen,(+) Kompression,(-) Dilatation,die Pfeile zeigen den Ausschlag der Transversalwelle.

und

$$R_{SV}(\vartheta,\lambda) = \cos 2\vartheta \cdot \cos\lambda \quad , \quad R_{SH}(\vartheta,\lambda) = -\cos\vartheta \cdot \sin\lambda \qquad (52)$$

Wobei $R_{SV}(\vartheta,\lambda)$ bzw. $R_{SH}(\vartheta,\lambda)$ die Abstrahlungscharakteristiken der Radial- bzw. Horizontalkomponente der S-Wellen bedeuten.

Die seismischen Signale,die für ein Kreuzdipolkraftsystem (eng. double-couple) mit einer Rampenfunktion erzeugt sind,werden in Abb.3.8 dargestellt (aus KASAHARA,1981).Die Amplituden sind relativ angegeben.Die Zeitfunktion ist $f(t) = \varepsilon \cdot K(t)$ und $f'(t) = df(t)/dt$.

Als Herdmechanismus der meisten Erdbeben wird ein Scherdislokation auf der Bruchfläche angenommen.Besonders bei sehr gro-

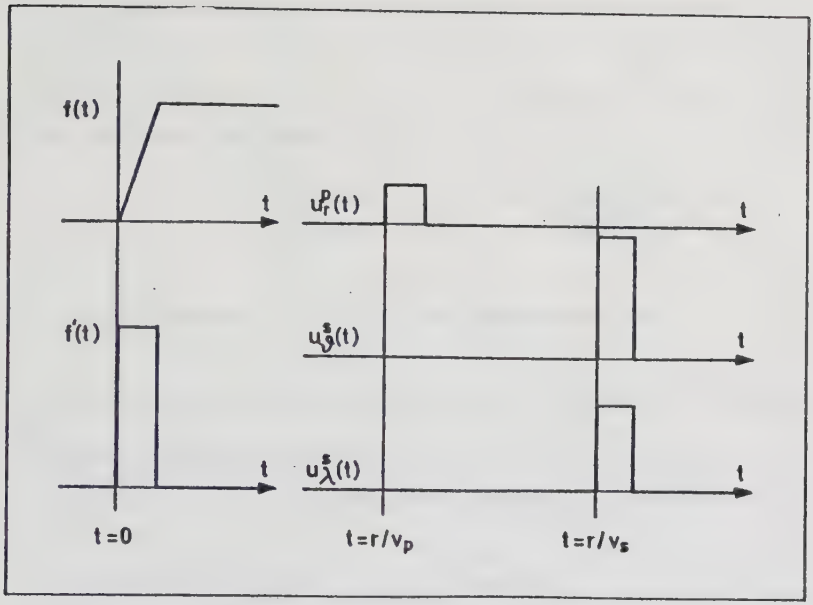

Abb.3.8 : Kraftfunktion f(t) und entsprechende Signal-Form für P- und S- Wellen (Amplituden sind relativ).

ßen Erdbeben ist die Beschreibung durch eine einzige Punktquelle nicht mehr angebracht.Man unterteilt die Bruchfläche in einzelne "Dislokationselemente",die für sich genommen wieder als Punktquellen betrachtet werden können.Nach BURRIDGE, KNOPOFF(1964) strahlt nämlich jedes von diesen Scherdislokations-Elementen seismischen Wellen ab wie eine Kreuzdipol-Punktquelle.Es gilt die Äquivalenz:

$$M_o = \mu \cdot D \cdot \Delta s \equiv K \cdot \varepsilon = M \qquad (53)$$

Die Abb.3.9 zeigt ein pennyförmiges Dislokationselement und seine Äquivalenz zum Kreuzdipol.

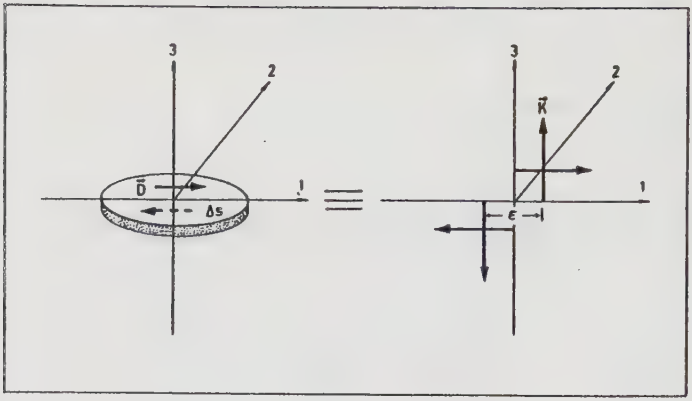

Abb.3.9 : Ein Dislokationselement und seine Äquivalenz zum Kreuzdipol (näheres siehe Text).

Wobei $K = |\vec{K}|$=Kraft, $D = |\vec{D}|$=Dislokation (relative Verschiebung auf dem Element), Δs =Fläche des Dislokationselements, μ =Schermodul, ε =Abstand zwischen den Angriffspunkten der Kräfte, M_o=seismisches Moment sind.

Der Bruch kann sich in einem langgestreckten Quellgebiet mit einer einseitigen Bruchfront (unilateral) oder beidseitig (bilateral) ausbreiten.Die Bruchfront kann aber auch radial oder elliptisch sein.Die Bruchausbreitungs- Geschwindigkeit wird entweder konstant oder zeitabhängig angenommen.Für Bruchmodelle mit unterschiedlichen Annahmen über die Dislokations-Zeitfunktionen (Sprung,Rampe etc.) liegen bisher sowohl im Zeitbereich als auch im Frequenzbereich Untersuchungen vor.Die Lösungen dieses Problems finden sich bei KNOPOFF,GILBERT(1959, 1960); BEN-MENAHEM(1962); HIRASAWA,STAUDER(1965); BERCKHEMER, JACOB(1965,1968); SAVAGE,HASEGAWA(1965); SAVAGE(1965,1966). Dabei wurden die abgestrahlte seismischen Signale für unterschiedliche Beobachtungswinkel berechnet.Die Signalform und

Dauer ist abhängig vom Winkel zwischen Beobachtung und Bruchausbreitung.
Im nächsten Abschnitt werden die theoretischen Signale für einen unilateralen Bruch berechnet.

3.4.1. UNILATERALER BRUCH ALS ERDBEBENHERDMODELL

Ein Scherbruch möge sich unilateral in 1-Richtung ausbreiten (Vgl.Abb.3.10);wir nehmen an: $L \gg W$.

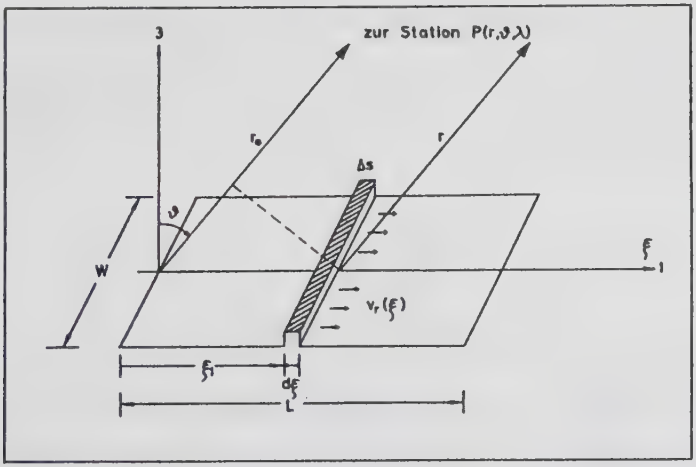

Abb.3.10 : Unilateralwanderndes Dislokationselement (näheres siehe Text).

Wie in Abb.3.10 zu sehen ist,wandert das Dislokationselement (mit Fläche Δs) mit der Bruchausbreitungs- Geschwindigkeit $v_r(\xi)$ nach rechts.Es wurde angenommen,daß die Fernfeld-Verschiebungsamplituden am Beobachtungsort $P(r, \vartheta, \lambda)$ zur Zeit t den Fernfeld-Verschiebungsamplituden von Kreuzdipolkräften

entsprechen.Deshalb kann die Verschiebungsamplitude für P-Wellen zur Zeit t analog zu (49) mit Hilfe von (53) geschrieben werden:

$$u^P(t)=\frac{1}{4\pi\cdot\rho\cdot r\cdot v_p^3}\cdot\mu\cdot\Delta s\cdot\frac{dD(t^*)}{dt^*}\cdot R_p(\vartheta,\lambda) \tag{54}$$

wobei:

$$t^* = t - t_H(\xi_1) - \frac{r_o - \xi\sin\vartheta}{v_p} \tag{55}$$

$t_H(\xi_1)$ ist die Herdzeit an der Stelle ξ_1 und heißt Bruchverzögerung.$(r_o-\xi\sin\vartheta)/v_p$ ist die Laufzeitverzögerung.Die Abstrahlungscharakteristik $R_p(\vartheta,\lambda)$ wurde in (51) gegeben.Die Herdzeit der einzelnen Elemente mit der Bruchgeschwindigkeit $v_r(\xi)$ ist:

$$t_H(\xi_1) = \int_0^{\xi_1}\frac{d\xi}{v_r(\xi)} \tag{56}$$

Nach (53) gilt für ein Flächenelement Δs :

$$\frac{dM(t^*)}{dt^*} = \mu\cdot\Delta s\cdot\frac{dD(t^*)}{dt^*} \tag{57}$$

Hier wurde angenommen,daß das Medium homogen und elastisch ist.Die Scherfläche ist vor und nachdem Durchgang der Dislokation in Ruhe.Die Beobachtungsebene steht senkrecht zur Scherfläche.Um das Problem zu vereinfachen,wird hier nur die Abhängigkeit von ϑ diskutiert,d.h. wir beobachten unter $\lambda=0^\circ$. Vom Dislokationselement wird bei seinem Lauf vom Bruchanfang bis Bruchende jeden Augenblick ein seismisches Signal abgestrahlt.Diese abgestrahlten elementaren Signale werden am

Beobachtungsort superponiert.Wir betrachten also an der Stelle $P(r, \vartheta, \lambda)$ diese superponierte Signalgruppe,die wir den Gesamt -Impuls nennen.Er berechnet sich nach (54) durch Integration über die Bruchfläche.

Vor der Integration von (54) wollen wir das Problem spezialisieren.Deshalb wurden folgende Annahmen gemacht:Die Dislokationsfunktion sei eine Sprungfunktion H(t).Die Scherfläche hat Rechteckform mit einer Länge L und einer Breite $W \ll L$ und kann deshalb als Linienquelle betrachtet werden.Die Bruchgeschwindigkeit bleibt konstant für ganze Bruchfläche.Also gilt:

1) $D(t^*) = D \cdot H(t^*)$,

2) $\Delta s = W \cdot d\xi$,

3) v_r = konstant ,

und daher ist $t_H = \xi / v_r$.

Allgemein gilt,daß die Ableitung der Sprungfunktion die Deltafunktion ist.

$$\frac{dD(t^*)}{dt^*} = D \cdot \frac{dH(t^*)}{dt^*} = D \cdot \delta(t^*) \qquad (58)$$

Wobei D der Betrag des Dislokationsvektors $\vec{D}$ ist.Unter dieser Annahmen ergibt die Integration von (54) über die Bruchlänge eine Verschiebungsamplitude der P-Wellen am Beobachtungsort:

$$u^P(t) = \frac{1}{4\pi\rho \cdot r \cdot v_p^3} R_p(\vartheta, \lambda) \cdot \mu \cdot D \cdot W \cdot \int_0^L \delta(t^*) \cdot d\xi \qquad (59)$$

Allgemein ist die Lösung des Deltaimpulsintegrals:

$$\int_a^b \delta(cx) \cdot dx = \frac{1}{c} H(cx) \Big|_a^b \qquad (60)$$

Die Lösung von (59) ist mit Hilfe von (60):

$$u^P(t) = \frac{R_p(\vartheta,\lambda)}{4\pi\cdot\rho\cdot r\cdot v_p^3}\cdot\frac{\mu\cdot D\cdot W\cdot v_r}{1-\frac{v_r}{v_p}\sin\vartheta}\cdot\left\{H\left[t-\frac{r_o}{v_p}\right]-H\left[t-\frac{r_o}{v_p}-\frac{L}{v_r}\left(1-\frac{v_r}{v_p}\sin\vartheta\right)\right]\right\} \quad (61)$$

oder

$$u^P(t) = \frac{R_p(\vartheta,\lambda)}{4\pi\cdot\rho\cdot r\cdot v_p^3}\cdot\frac{M_o}{\frac{L}{v_r}}\cdot\frac{1}{1-\frac{v_r}{v_p}\sin\vartheta}\cdot\left\{H\left[t-\frac{r_o}{v_p}\right]-H\left[t-\frac{r_o}{v_p}-\frac{L}{v_r}\left(1-\frac{v_r}{v_p}\sin\vartheta\right)\right]\right\} \quad (62)$$

Wobei das seismische Moment $M_o = \mu\cdot D\cdot W\cdot L$ ist. Die Lösung für S-Wellen erfolgt analog zu P-Wellen.Deshalb ist die Verschiebungsamplitude für S-Wellen analog zu (62):

$$u^S(t) = \frac{R_s(\vartheta,\lambda)}{4\pi\cdot\rho\cdot r\cdot v_s^3}\cdot\frac{M_o}{\frac{L}{v_r}}\cdot\frac{1}{1-\frac{v_r}{v_s}\sin\vartheta}\cdot\left\{H\left[t-\frac{r_o}{v_s}\right]-H\left[t-\frac{r_o}{v_s}-\frac{L}{v_r}\left(1-\frac{v_r}{v_s}\sin\vartheta\right)\right]\right\} \quad (63)$$

Die Gleichungen (62) und (63) liefern "box"-förmige P- und S-Impulse mit den Impulsdauern τ_p und τ_s und den Amplituden A_p und A_s .Die Impulsdauern für P- und S-Wellen sind:

$$\tau_p = \frac{L}{v_r} - \frac{L}{v_p}\sin\vartheta \quad (64)$$

und

$$\tau_s = \frac{L}{v_r} - \frac{L}{v_s}\sin\vartheta \quad (65)$$

Die entsprechenden Amplituden:

$$A_p = \frac{R_p(\vartheta,\lambda)}{4\pi\rho r v_p^3} \cdot \frac{M_o \cdot v_r}{L} \cdot \left[1/(1-\frac{v_r}{v_p}\sin\vartheta)\right] \qquad (66)$$

und

$$A_s = \frac{R_s(\vartheta,\lambda)}{4\pi\rho r v_s^3} \cdot \frac{M_o \cdot v_r}{L} \cdot \left[1/(1-\frac{v_r}{v_s}\sin\vartheta)\right] \qquad (67)$$

Wobei $1/(1-\frac{v_r}{v_p}\sin\vartheta)$ bzw. $1/(1-\frac{v_r}{v_s}\sin\vartheta)$ die Direktivitätsfaktoren sind.

Das Amplitudenspektrum solcher rechteckförmiger "Box"-Impulse wird in allgemeiner Form (HSU,1970,s.230) in Abb.3.11 dargestellt (die Maßstäbe sind relativ).

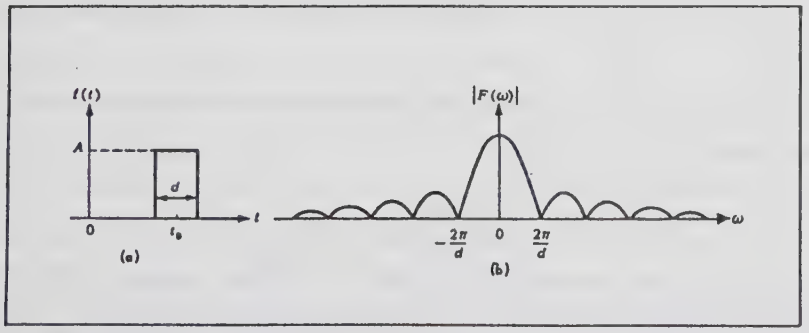

Abb.3.11 : Rechteckimpuls und sein Amplitudenspektrum.

Dieser Impuls und sein Amplitudenspektrum sind in analytischer Form:

$$f(t) = \begin{cases} A & \text{für} \quad t_o - \frac{d}{2} \leq t \leq t_o + \frac{d}{2} \\ 0 & \text{für} \quad \text{sonst} \end{cases} \qquad (68)$$

und

$$|F(\omega)| = A \cdot d \cdot \left| \frac{\sin(\frac{\omega \cdot d}{2})}{(\frac{\omega \cdot d}{2})} \right| \tag{69}$$

Also können die Amplitudenspektren der theoretisch berechneten P- und S-Impulse in (62) und (63) analog zu (69) geschrieben werden:

$$|U^P(\omega)| = A_p \cdot \tau_p \cdot \left| \frac{\sin(\frac{\omega \cdot \tau_p}{2})}{(\frac{\omega \cdot \tau_p}{2})} \right| \tag{70}$$

und

$$|U^S(\omega)| = A_s \cdot \tau_s \cdot \left| \frac{\sin(\frac{\omega \cdot \tau_s}{2})}{(\frac{\omega \cdot \tau_s}{2})} \right| \tag{71}$$

Das Verhältnis von (71) zu (70) ergibt uns das Verhältnis von Quellspektren.

$$\frac{|U^S(\omega)|}{|U^P(\omega)|} = \frac{R_s(\vartheta, \lambda)}{R_p(\vartheta, \lambda)} \cdot \frac{v_p^3}{v_s^3} \cdot \frac{1 - \frac{v_r}{v_p} \cdot \sin\vartheta}{1 - \frac{v_r}{v_s} \cdot \sin\vartheta} \cdot \frac{\sin\left[(\frac{L}{2v_r} - \frac{L}{2v_s} \cdot \sin\vartheta)\omega\right]}{\sin\left[(\frac{L}{2v_r} - \frac{L}{2v_p} \cdot \sin\vartheta)\omega\right]} \tag{72}$$

Der Quotient in (72) wird als Quellspektrenverhältnis betrachtet, wie in Voraussetzung 4 (Vgl. Abschnitt 2.2) dargestellt wurde.

$$\frac{\phi_s(\omega; \vartheta, \lambda)}{\phi_p(\omega; \vartheta, \lambda)} = R(\vartheta, \lambda) \cdot q(\omega, \vartheta, \lambda) \tag{73}$$

wobei:

$$R(\vartheta,\lambda) = \frac{R_s(\vartheta,\lambda)}{R_p(\vartheta,\lambda)} \cdot 3\cdot\sqrt{3} \cdot \frac{a(\vartheta,\lambda)}{b(\vartheta,\lambda)} \qquad (74)$$

und

$$q(\omega,\vartheta,\lambda) = \frac{\sin\left[b(\vartheta,\lambda)\cdot\omega\right]}{\sin\left[a(\vartheta,\lambda)\cdot\omega\right]} \qquad (75)$$

mit $v_p = \sqrt{3}\cdot v_s$, $a(\vartheta,\lambda) = \frac{L}{2v_r} - \frac{L}{2v_p}\cdot\sin\vartheta$ und

$b(\vartheta,\lambda) = \frac{L}{2v_r} - \frac{L}{2v_s}\cdot\sin\vartheta$ sind.

Wie in Gleichung (73) zu sehen ist,haben wir das Quellspektrenverhältnis in zwei Teilen aufgespalten.Einer davon ist $R(\vartheta,\lambda)$,der nur winkelabhängig (aber nicht frequenzabhängig) ist,und wir nennen ihn den räumlichen Anteil. Der Zweite, $q(\omega,\vartheta,\lambda)$,ist frequenz-aber auch winkelabhängig.Die Frequenzabhängigkeit von q reflektiert die Bruchausbreitung und somit die Tatsache,daß die P- und S-Impulse unterschiedlich lang sind bzw. die P- und S-Spektren unterschiedliche Eckfrequenzen haben.Eckfrequenz trennt das tieffrequente Plateau von hochfrequenten Abfall eines Spektrums.
Unsere Voraussetzng war,daß q nur schwache Frequenzabhängigkeit besitzt,sodaß man (73) in hinreichender Näherung als frequenzunabhängig annehmen darf.Um die Gültigkeit dieser Voraussetzung nachzuprüfen,haben wir mit unterschiedlichen Bruchausbreitungs-Geschwindigkeiten eine ausgedehnte Quelle modelliert,die synthetischen P- und S-Impulse berechnet und das Spektralverhältnis (Gl.73) gebildet,um hieran die Fre-

quenzabhängigkeit von q zu diskutieren.Die Rechnungen wurden für eine Reihe von Winkelvariationen (ϑ) gemacht, weil die Impulsdauer stark beobachtungswinkelabhängig ist.
In Abb.3.12 wird ein Beispiel davon gezeigt.Die Dauer des Impulses wurde aus (64) und (65) berechnet.Die Amplitudenfaktoren A_p und A_s in (66) und (67) wurden nicht berücksichtigt, d.h. die frequenzunabhängige Größe $R(\vartheta, \lambda)$ wurde gleich 1 gesetzt.Unser Interesse zielt hier ja nur auf die Frequenzabhängigkeit von (73).
Die Spektren in Abb.3.12.c,d wurden mit schneller Fourier-Transformation (FFT) berechnet und mit einem Glättungsverfahren geglättet.Die geglätteten Spektren sind mit Kreisen dargestellt.Diese numerische Prozedur wird im nächsten Abschnitt erklärt.
Mit diesen theoretischen Spektren wurde das Spektralverhältnis gebildet und in Abb.3.12.e mit Kreisen dargestellt. Das ist also unsere Funktion $q(\omega, \vartheta, \lambda)$.Die Gerade in Abb.3.12.e stellt den Mittelwert von q in unserem Frequenzbereich dar. Es ergibt sich zu ungefähr 1 . Die Oszillationen von q entsprechen den "Einbrüchen" in den Spektren und sind stark vom Glättungsverfahren abhängig , d.h. bei gleichmässigem Frequenzabfall ergeben sich keine Oszillationen.Die starken Oszillationen sind durch den abrupten Bruchverlauf bedingt. Ein "glatter" Bruch hat viel kleinere "Einbrüche" im hochfrequenten Abfall.
Das Beispiel Abb.3.12 ist natürlich kein extremer Fall.Extreme Fälle,d.h. q sehr stark oszillierend bzw. q fast ohne Oszillationen, und weitere Beispiele mit Änderungen von Bruchgeschwindigkeit v_r und Beobachtungswinkel ϑ sind in den Abb.3.13, Abb.3.14,Abb.3.15 und Abb.3.16 zu sehen.

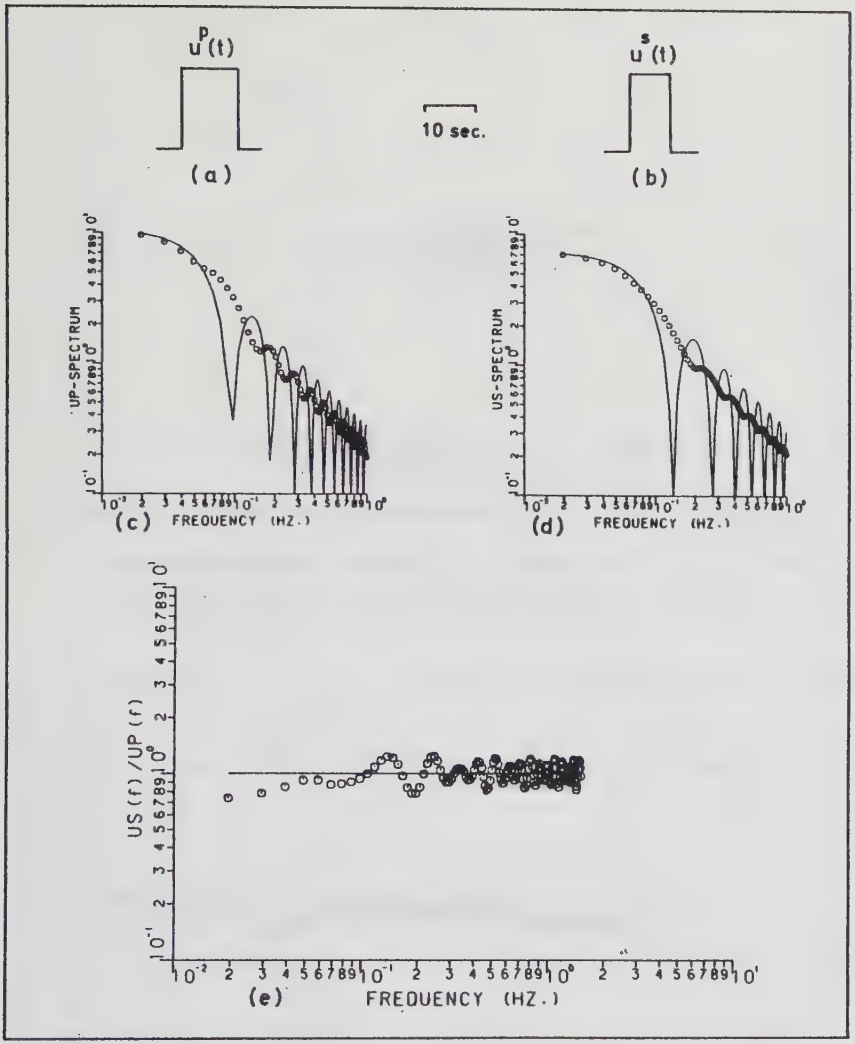

Abb.3.12 : Unilateraler Bruch ; Bruchlänge (L)=50 km, Bruchgeschw. (v_r)=3.4 km/sec, P-Wellengeschw. (v_p)=6.0 km/sec, S-Wellengeschw. (v_s)=3.4 km/sec, Beobachtungswinkel (ϑ)=30°. a) und b) P- und S-Impulse, c) und d) die entsprechende Amplitudenspektren e) Spektralverhältnis von (d) zu (c).

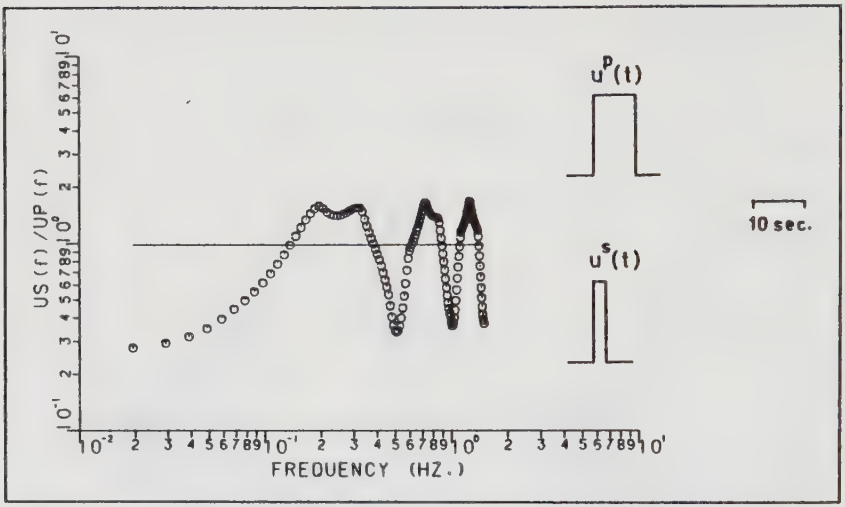

Abb.3.13 : Unilateraler Bruch , L =50 km , v_r =3.4 km/sec , v_p =6.0 km/sec, v_s =3.4 km/sec, ϑ =60°.

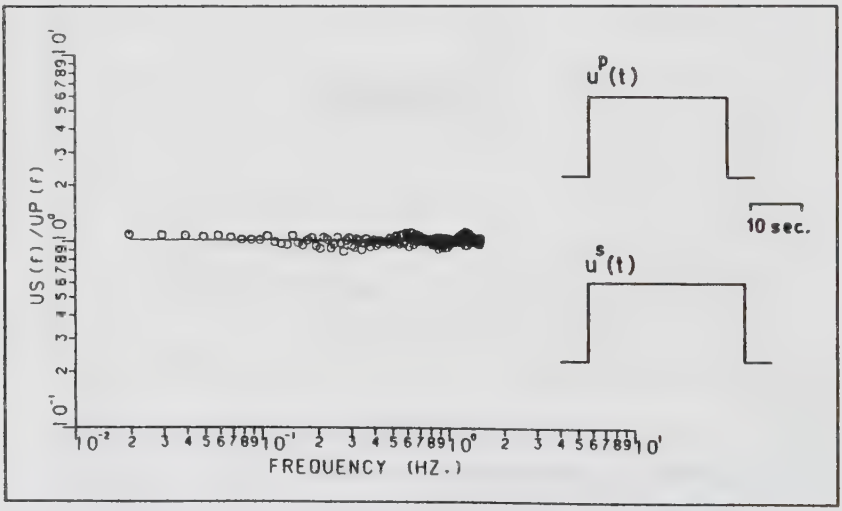

Abb.3.14 : Unilateraler Bruch , L =50 km , v_r =2.3 km/sec , v_p =6.0 km/sec, v_s =3.4 km/sec, ϑ =-30°. (Minuszeichen bedeutet:Beobachtung dem Bruch entgegengesetzten Richtung).

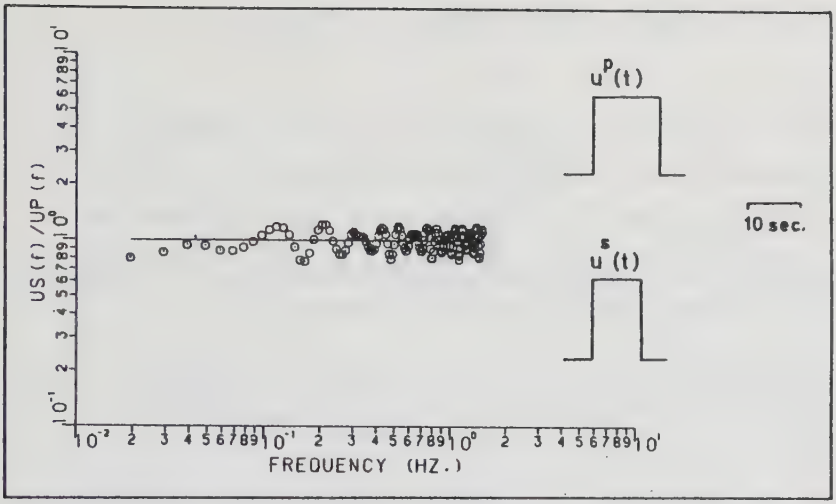

Abb.3.15 : Unilateraler Bruch , L =50 km , v_r =3.0 km/sec , v_p =6.0 km/sec, v_s =3.4 km/sec, ϑ =30°.

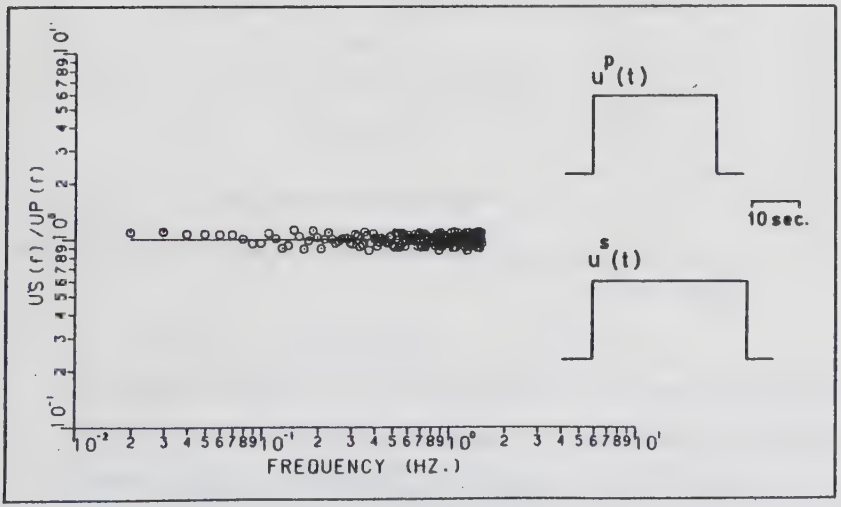

Abb.3.16 : Unilateraler Bruch , L =50 km , v_r =3.0 km/sec , v_p =6.0 km/sec, v_s =3.4 km/sec, ϑ =-60°. (Minuszeichen bedeutet:Beobachtung dem Bruch entgegengesetzten Richtung).

3.4.2. DAS BILATERALE BRUCH-MODELL

Für einen bilateralen Bruchvorgang,bei dem die Bruchfront auf der Bruchfläche nach entgegengesetzten Seiten läuft, erfolgt die Berechnungsprozedur der synthetischen Impulse analog zum unilateralen Bruchvorgang (Vgl. Abschnitt 3.4.1) .Das bilaterale Bruchmodell wird in Abb.3.17 dargestellt.

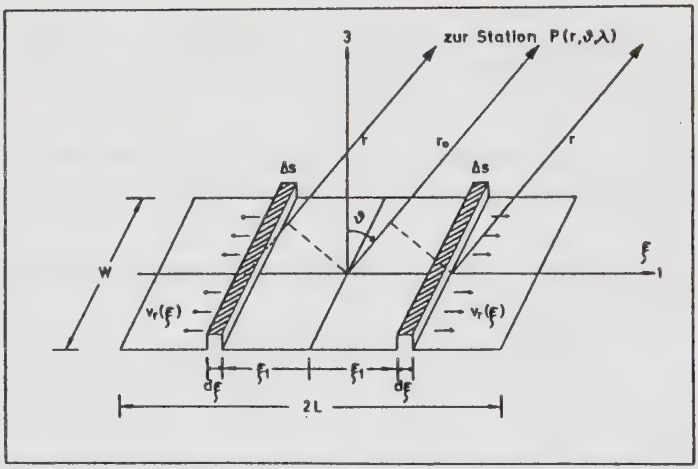

Abb.3.17 : Bilateralwandernde Dislokationsfläche (näheres siehe Text).

Die Voraussetzungen,die im unilateralen Bruchmodell gemacht wurden,gelten auch für das bilaterale Bruchmodell.Aber diesmal wird t^* in (55) in zwei Teilen betrachtet. Einer davon gilt für die in positive 1- Richtung laufende Dislokation (t^{*+}),der andere für die gegengesetzte Richtung (t^{*-}). Die t^{*+} - und t^{*-} -Werte werden analog zu (55) geschrieben werden (für P-Wellen):

$$t^{*+} = t - t_H(\xi_1) - \frac{r_o - \xi \sin\vartheta}{v_p} \qquad (76)$$

und

$$t^{*-} = t - t_H(\xi_1) - \frac{r_o + \xi \sin\vartheta}{v_p} \qquad (77)$$

und damit die P-Wellen-Verschiebungsamplitude analog zu (59):

$$u^P(t) = \frac{R_p(\vartheta,\lambda)}{4\cdot\pi\cdot\rho\cdot r\cdot v_p^3}\cdot\mu\cdot D\cdot W\cdot\left[\int_0^L \delta(t^{*+})\cdot d\xi + \int_0^L \delta(t^{*-})\cdot d\xi\right] \qquad (78)$$

Die Lösung von (78) ergibt sich zu:

$$u^P(t) = \frac{R_p(\vartheta,\lambda)}{4\cdot\pi\cdot\rho\cdot r\cdot v_p^3}\cdot\frac{M_o\cdot v_r}{L}\cdot\left[\left(\frac{1}{A}+\frac{1}{B}\right)\cdot H\left(t-\frac{r_o}{v_p}\right)\right.$$

$$\left. -\frac{1}{A}H\left(t-\frac{r_o}{v_p}-\frac{L\cdot A}{v_r}\right) - \frac{1}{B}H\left(t-\frac{r_o}{v_p}-\frac{L\cdot B}{v_r}\right)\right] \qquad (79)$$

mit $A = 1 - (v_r/v_p)\cdot\sin\vartheta$ und $B = 1 + (v_r/v_p)\cdot\sin\vartheta$.

Und die Lösung für S-Wellen analog:

$$u^S(t) = \frac{R_s(\vartheta,\lambda)}{4\cdot\pi\cdot\rho\cdot r\cdot v_s^3}\cdot\frac{M_o\cdot v_r}{L}\cdot\left[\left(\frac{1}{E}+\frac{1}{F}\right)\cdot H\left(t-\frac{r_o}{v_s}\right)\right.$$

$$\left. -\frac{1}{E}H\left(t-\frac{r_o}{v_s}-\frac{L\cdot E}{v_r}\right) - \frac{1}{F}H\left(t-\frac{r_o}{v_s}-\frac{L\cdot F}{v_r}\right)\right] \qquad (80)$$

mit $E = 1 - (v_r/v_s)\cdot\sin\vartheta$ und $F = 1 + (v_r/v_s)\cdot\sin\vartheta$.

Diese synthetische P- und S-Impulse wurden wieder fourier-

transformiert,geglättet und das Spektralverhältnis gebildet. Die Prozedur wurde genau wie im unilateralen Bruchmodell durchgeführt.Wie in (79) und (80) zu sehen ist,werden die Impulse von zwei Rechteckimpulsen gebildet.Deshalb wurde diesmal außer den konstanten Termen,die vor den eckigen Klammern stehen,die Amplitudenfaktoren **A**, **B**, **E** und **F** betrachtet.Damit ergibt sich der Mittelwert von **q** nicht zu 1 .Diesen Wert kann man später in $R(\vartheta,\lambda)$ (Gl.74) einbeziehen.Einige Beispiele finden sich in Abb.3.18 ,Abb.3.19 ,Abb.3.20 und Abb.3.21 . Die Beobachtungswinkel in den bilateralen Bruchfällen wurden aus Symmetriegründen nur im Bereich $0 \leq \vartheta \leq \pi/2$ variiert. Für unilateralen Bruch sind die Winkel also $\pm 30^{\circ}$und $\pm 60^{\circ}$ und für bilateralen Bruch $+30^{\circ}$und $+60^{\circ}$ gewählt.Für die Winkel 0° und $\pm 90^{\circ}$ sind die Abstrahlungscharakteristiken für P-Wellen null. Für S-Wellen gilt dies für $\pm 45^{\circ}$ (siehe Abb.3.7.b,oder die Gl. 51,52).Für diese extremen Winkel hat es also keinen Sinn dieses Spektralverhältnis zu bilden.Für die Winkeln 30° und 60° sind die Amplituden für P- und S-Wellen gleich stark in Bezug auf die Abstrahlungscharakteristik.

3.4.3. BELIEBIGE DISLOKATIONSFUNKTION

Die in Abschnitt 3.4.1 und 3.4.2 berechneten P- und S-Impulse wurden für eine Sprungdislokation berechnet.Die Fernfeldverschiebung dieser als Green-Funktion zu betrachtenden Quellfunktion ist ein Deltaimpuls.Für eine beliebige Dislokationsfunktion **f(t)** kann die Fernfeld-Verschiebungsfunktion durch Faltung mit $\dot{f}(t)=df(t)/dt$ im Zeitbereich oder Mul-

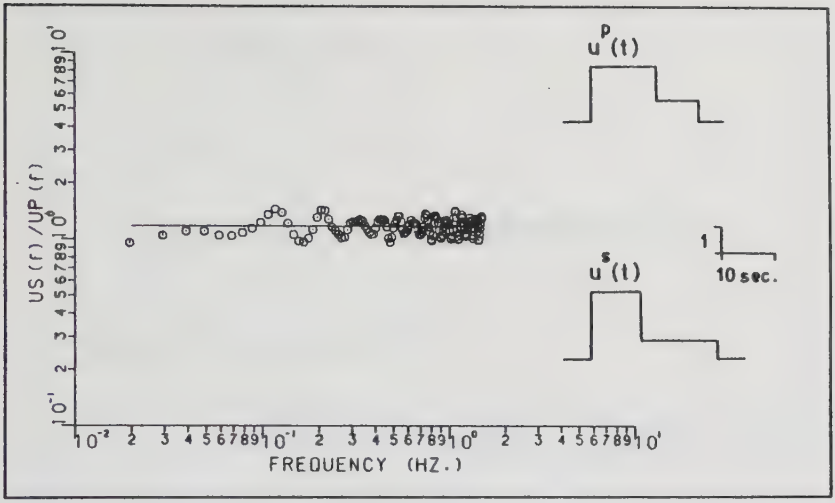

Abb.3.18 : Bilateraler Bruch , L =50 km , v_r =3.0 km/sec , v_p =6.0 km/sec, v_s =3.4 km/sec, ϑ =30°.

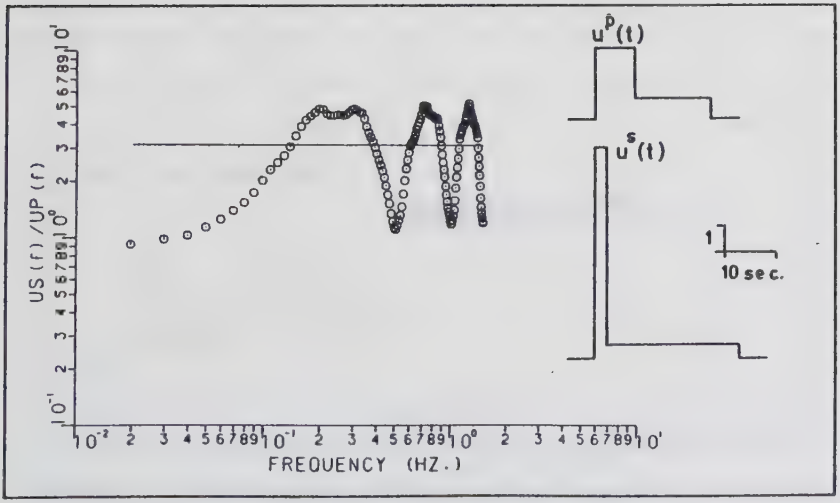

Abb.3.19 : Bilateraler Bruch , L =50 km , v_r =3.4 km/sec , v_p =6.0 km/sec, v_s =3.4 km/sec, ϑ =60°.

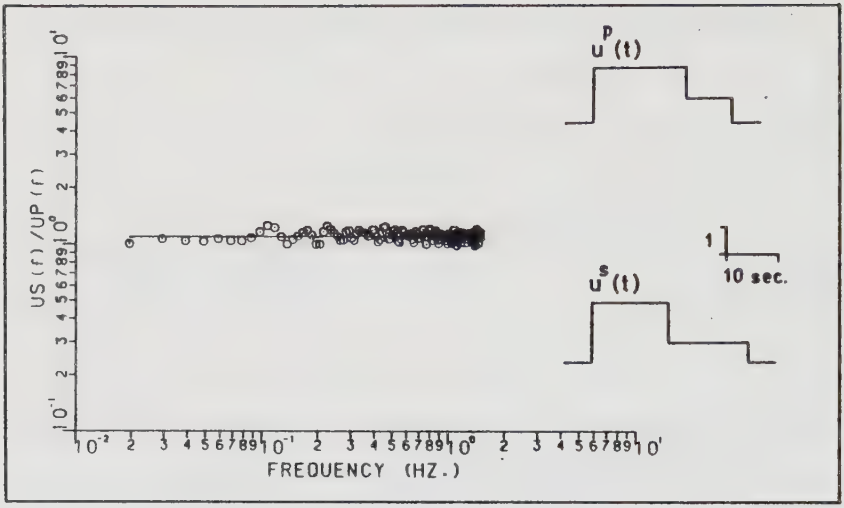

Abb.3.20 : Bilateraler Bruch , L =50 km , v_r =2.3 km/sec , v_p =6.0 km/sec, v_s =3.4 km/sec, ϑ =30°.

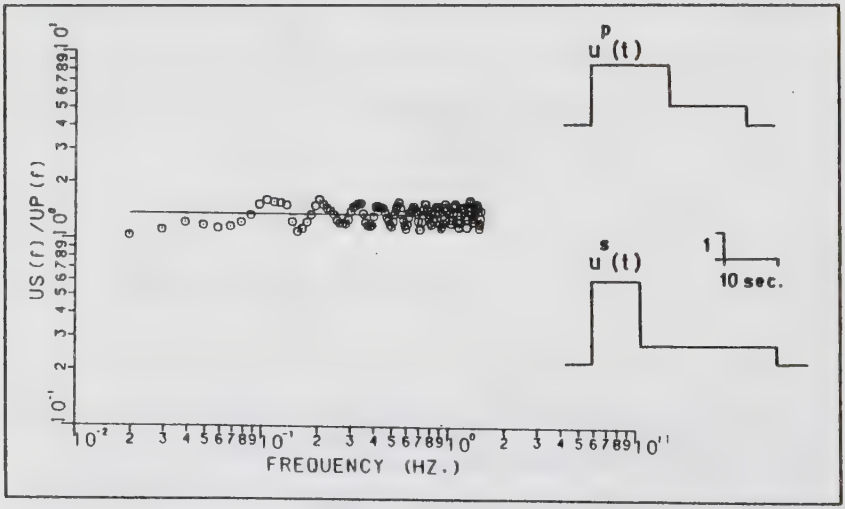

Abb.3.21 : Bilateraler Bruch , L =50 km , v_r =2.3 km/sec , v_p =6.0 km/sec, v_s =3.4 km/sec, ϑ =60°.

tiplikation der Fouriertransformierten im Frequenzbereich gewonnen werden (BERCKHEMER,JACOB,1965).

$$u_f^p(t) = f'(t) * u^p(t) \tag{81}$$

und

$$u_f^s(t) = f'(t) * u^s(t) \tag{82}$$

Im Frequenzbereich gilt also:

$$U_f^p(\omega) = i\omega \cdot F(\omega) \cdot U^p(\omega) \tag{83}$$

und

$$U_f^s(\omega) = i\omega \cdot F(\omega) \cdot U^s(\omega) \tag{84}$$

Wobei $F(\omega)$ fouriertransformierte Dislokationsfunktion, $U^p(\omega)$ und $U^s(\omega)$ die Amplitudenspektren für die Sprungdislokation, und $U_f^p(\omega)$ bzw. $U_f^s(\omega)$ die Amplitudenspektren der P- bzw. S-Wellenimpulse für eine beliebige Dislokationsfunktion sind. Die Impulsformen und ihre Amplitudenspektren werden dadurch also verändert.Bei der Bildung des Spektralverhältnisses in (83) und (84) eliminiert sich aber $F(\omega)$:

$$\frac{U_f^s(\omega)}{U_f^p(\omega)} = \frac{U^s(\omega)}{U^p(\omega)} \tag{85}$$

Das bedeutet, daß unsere bisher für Sprungdislokationen berechneten Spektralverhältnisse gleich denen für eine beliebige Dislokationsfunktion sind.Dasselbe gilt also auch für $q(\omega, \vartheta, \lambda)$.

3.4.4. DISKUSSION DES QUELLSPEKTREN-VERHÄLTNISSES

Wie die Beispiele für unilateralen Bruch (Abb.3.12,Abb.3.13, Abb.3.14,Abb.3.15 und Abb.3.16) bzw. für bilateralen Bruch (Abb.3.18,Abb.3.19,Abb.20 und Abb.3.21) zeigen,hat der frequenzabhängige Anteil $q(\omega, \vartheta, \lambda)$ von (73) unterschiedliche Schwankungen um den Mittelwert für unterschiedliche Beobachtungswinkel und Bruchgeschwindigkeiten.
Generell ist es die durch den Abstrahlwinkel (ϑ) und Bruchausbreitung (v_r) bedingte,unterschiedliche Dauer der P- und S-Impulse und äquivalent die unterschiedlichen Eckfrequenzen in P- und S-Spektren,die die Frequenzabhängigkeit von q verursachen.Einige unterschiedliche Aussagen aus der Literatur über die Eckfrequenzen werden in der Tabelle 1 dargestellt (für $v_p=\sqrt{3}\cdot v_s$).

Referenz	Vergleich der Eckfrequenzen	f_p/f_s
SAVAGE(1974)	$f_p > f_s$	3
MOLNAR et al.(1973)	$f_p > f_s$	1.3-1.7
BRUNE(1970,1971)	$f_p > f_s$	1.73
BERCKHEMER,JACOB(1968)	$f_p > f_s$	1.01-1.04
WYSS,HANKS(1972)	$f_p > f_s$	1.4
HASKELL(1964)	$f_p < f_s$	0.8
SAVAGE(1972)	$f_p < f_s$	0.58-1.01
DAHLEN(1974)	$f_p < f_s$	-

Tabelle 1 : Vergleich von Eckfrequenzen f_p und f_s.

Die oben gezeigten extremen Fälle treten auf,wenn die Bruch-

geschwindigkeit in die Nähe von v_s kommt.In diesem Fall hat man mit ca.$\pm$6db Streuung in **q** zu rechnen.In allen anderen Fällen ist die Streuung sehr viel geringer.
Nach genereller Übereinstimmung in der Literatur(BERCKHEMER, 1962) liegen die mittleren Bruchgeschwindigkeiten bei etwa einhalb bis zwei Drittel der Scherwellengeschwindigkeit,also deutlich unter dem erwähnten extremen Fall. Dies berechtigt uns zu der Voraussetzung eines in erster Näherung frequenzunabhängigen **q** .Wie auch aus der Tabelle 1 zu sehen ist, gehen die Ansichten verschiedener Autoren auseinander und unsere Voraussetzung $f_p \approx f_s$ ist durchaus vertretbar. Deshalb setzen wir:

$$q(\omega, \vartheta, \lambda) = q(\vartheta, \lambda) \tag{86}$$

damit ergibt sich (73) zu:

$$\frac{\phi_s(\omega; \vartheta, \lambda)}{\phi_p(\omega; \vartheta, \lambda)} \approx R(\vartheta, \lambda) \cdot q(\vartheta, \lambda) = g(\vartheta, \lambda) \tag{87}$$

Sollten in einigen extrem ungünstigen Fällen starke Oszillationen im Quellspektrenverhältnis auftreten,so würde dies neben vielen anderen "normalen" Ereignissen erkannt werden.Wir haben insgesamt 17 Erdbeben mit unterschiedlichen Beobachtungswinkeln, Bruchlängen und sicher auch Bruchgeschwindigkeiten untersucht.
Wenn die Abhängigkeit von Abstrahlwinkel in **R** und **q** vernachläßigt wird,ergibt sich für $v_p=\sqrt{3}\cdot v_s$ als Quotient der Quellspektren nach Gl.(73-75) $\phi_s/\phi_p=3\sqrt{3}\approx 5.2$ .Das ist die Abschätzung des Mittelwerts von **g**.Zu den meisten Fällen lag das empirisch ermittelte $m(=g\cdot n)$ tatsächlich im Bereich von $3<m<10$.

4. DATENAUSWAHL

Die Daten für die Bestimmung der Q-Spektren wurden Breitbandseismogrammen entnommen,die im Zeitraum 1977-1981 im seismologischen Zentralobservatorium Gräfenberg registriert wurden. Bei der Auswahl der Beben wurden einige Kriterien beachtet. Erstens ist es wichtig, daß die Beben eine möglichst gute SH-Abstrahlung haben, weil bei der Berechnung von Q-Spektren die Vertikalkomponente der P- Wellen und transversal polarisierte S- Wellen benutzt wurden.Ausserdem wurden nur Beben in großen Epizentralentfernungen (> 3000 km) betrachtet, weil dann der größte Teil des Wellenweges im Erdmantel verläuft, und der Einfluß der komplexen Q-Struktur der Kruste wegen der relativ kleinen Wellenwege vernachläßigt werden kann.
Wichtig ist auch die Stärke des Bebens.Ein Beben mit kleiner Magnitude strahlt zu wenig seismische Energie ab,um in großen Epizentralentfernungen noch ein gutes Signal/Bodenunruhe Verhältnis zu erhalten.Für Beben mit großer Magnitude kann es jedoch vorkommen,daß der Bruchvorgang komplizierter ist,als wir in unseren Modellen angenommen haben (Vgl. Abschnitt 3.4) .
Der Epizentralentfernungsbereich wurde auch so ausgewählt,daß P- und S-Signale nicht mit starken späteren Einsätzen interferieren (Vgl. Abschnitt 4.1.2)
Die ausgewählten 17 Erdbeben liegen im Epizentralbereich $37.6^{\circ} < \Delta < 90.3^{\circ}$,die Magnitudenwerte liegen zwischen 5.5 und 7.8 . 13 Beben liegen bis 100 km tief,die restlichen 4 Beben haben Herdtiefen größer als 100 km.
Die Daten der Beben sind in Tabelle 2 dargestellt. Abb.4.1 zeigt die geographische Lage der Epizentren auf der um Gräfenberg zentrierten Kartenprojektion.

Nr.	Region Name	Datum	Origin Zeit h : m : s	Koordinaten: Lat. φ° Long. λ°	Δ Deg.	Tiefe km	Mag.
1	Oaxaca-Mexico	29.11.78	19:52:53	17.0N- 96.0W	87.9	49	Ms= 7.8
2	St.Elias-Alaska	28.02.79	21:27:08	60.6N-141.6W	68.6	25	Mb= 6.8
3	Okinawa	12.06.78	08:14:27	41.0N-142.0E	79.8	40	Ms= 7.5
4	Alaska	13.02.79	05:34:26	55.5N-157.2W	74.8	24	Ms= 6.7
5	Mexico	14.03.79	11:07:19	17.8N-101.3W	90.3	59	Ms= 7.5
6	N.Atlantik	22.04.79	09:50:18	33.0N- 39.7W	40.8	33	Mb= 5.7
7	Kodiak-Alaska	20.05.79	08:14:01	56.7N-156.7W	73.5	72	Ms= 6.7
8	Tibet	20.05.79	22:59:16	32.0N- 79.0E	52.4	31	Ms= 5.5
9	Iran	16.09.78	15:35:56	33.2N- 57.4E	37.6	33	Mb= 6.1
10	U.S.S.R.	01.11.78	19:48:29	35.4N- 72.7E	46.2	33	Mb= 6.3
11	Kurilen	06.12.78	14:02:03	44.7N-146.4E	78.2	97	Mb= 6.5
12	Honshu	07.03.78	02:48:46	32.0N-137.4E	85.7	430	Mb= 7.0
13	Tibet	18.11.77	05:20:11	33.0N- 89.0E	58.1	33	Ms= 5.9
14	Taiwan	02.09.78	01:57:34	24.9N-122.0E	83.7	115	Mb= 6.0
15	Columbia	23.11.79	23:40:30	4.8N- 76.2W	84.7	108	Mb= 6.4
16	Japan	18.01.81	18:17:24	38.7N-142.8E	82.2	33	Mb= 6.2
17	Japan	23.05.78	07:50:28	31.1N-130.1E	83.1	161	Mb= 6.3

Tabelle 2 : Liste der ausgewählten Erdbeben.

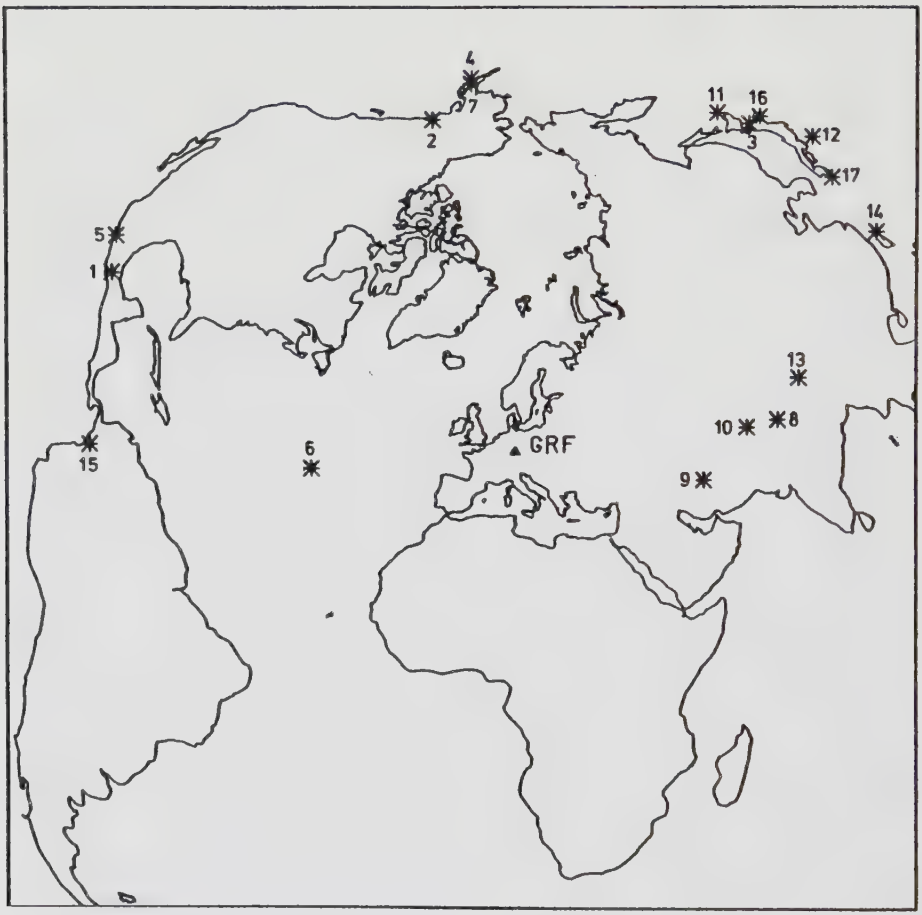

Abb.4.1 : Die Epizentren der ausgewählten Erdbeben auf der um Gräfenberg zentrierten Kartenprojektion. Die Zahlen bedeuten die Nummer der Erdbeben,die in der Tabelle 2 angegeben wurden.

4.1. WAHL DES ZEITFENSTERS

4.1.1. FESTLEGUNG DER FENSTERLÄNGE

Ziel ist die Q-Bestimmung von Raumwellen in dem Frequenzbereich,in dem sowohl P- wie S-Wellen ein hinreichend großes Signal-Bodenunruhe Verhältnis aufweisen,also die Bestimmung von $Q(\omega)$ im Frequenzbereich zwischen ca. 0.05 Hz und 1.5 Hz. Um eine adäquate Auflösung im Spektralbereich zu erreichen, wird mit Fensterlängen von 20-100 sec gearbeitet.
Jedes Seismogramm hat einen gewissen Bodenunruhepegel. Dies hat zur Folge,daß ein "Abschneide-Effekt" für diese Störphasen (noise) beim Abschneiden des Seismogramms für endliche Fensterlängen unvermeidbar ist.Die in dieser Arbeit untersuchten Ereignisse haben jedoch ein so großes Signal/Bodenunruhe Verhältnis,daß dieser Effekt vernachlässigt werden kann (siehe den Vergleich der Signal- und Bodenunruhe-Spektren in Abschnitt 6).
Den Zusammenhang zwischen Fensterlänge T und Eigenpriode T_o einer gedämpften Sinusschwingung hat ABRAMOVICI(1973) untersucht.Für ein unendlich langes Zeitfenster ergibt sich das exakte Spektrum. Abb.4.2 zeigt dieses im Vergleich mit Spektren,die für Fensterlängen $T \approx T_o$ und $T \approx 3T_o$ berechnet wurden. Der Fehler für den Fall $T \approx T_o$ beträgt 41%, für $T \approx 3T_o$ jedoch nur noch 7%. Bei der praktischen Festlegung der Fensterlänge T wurde in der Regel die Bedingung $T \geqslant 3T_o$ beachtet (Vgl. Abschnitt 6).
Die Festlegung der Zeitdauer für eine bestimmte Phase in einem Seismogramm ist im idealen Fall nicht problematisch. Da

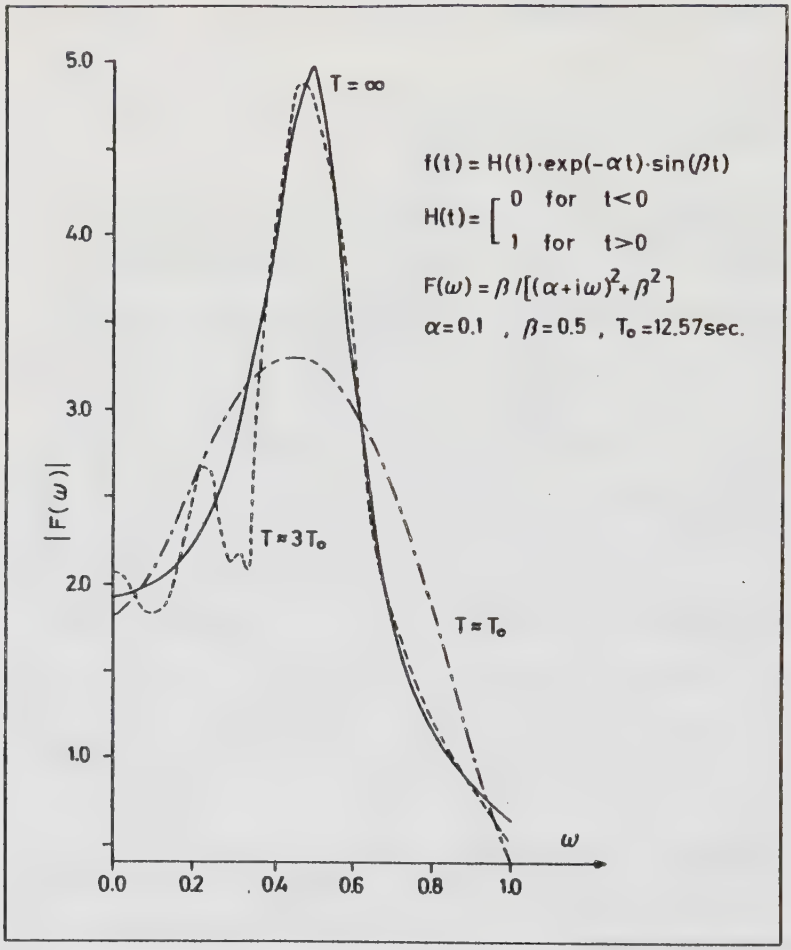

Abb.4.2 : Zeitfenster verschiedener Länge und ihr Einfluß auf das Spektrum einer gedämpften Sinusschwingung.T ist die Analysendauer in sec (nach ABRAMOVICI,1973).

der Bruch am Herd zeitlich begrenzt ist,müssen die vom Herd abgestrahlten P- und S-Impulse auch in einer bestimmten Zeitdauer auf Null abklingen.Für diesen Fall können die Spektren exakt ermittelt werden,weil das Zeitfenster so gelegt werden

kann,daß es das gesamte, auf Null abgeklungene Signal einschließt.Aber in der Erde ist dieser Idealfall nicht gegeben. Insbesondere in einer geschichteten Erde werden diese Impulse bei der Transmission oder Reflexion an den Schichtgrenzen spätere Phasen erzeugen,die sich den ursprünglichen P- und S-Impulsen überlagern,und dadurch die tatsächliche Dauer der P- und S-Impulse nicht erkennen lassen.Bei diesen Fällen also, bei denen die P- und S-Impulse nicht isoliert von den anderen Phasen sind,wird die Fensterlänge nach Augenmaß festgelegt und darauf geachtet, daß die Fensterlänge nicht kleiner als $3T_o$ wird.

Im zuletzt diskutierten Fall ist also damit zu rechnen, daß die späteren Phasen wie pP,PcP bzw. sS,ScS im ausgewählten Zeitfenster bleiben,dies gilt insbesondere für pP- bzw. sS-Phasen bei Flachbeben.Für 11 der untersuchten Beben mit Herdtiefen zwischen 25-59 km kommt die pP-Phase 10-17.7 sec nach der P-Phase.Für diese Beben beträgt die Differenzlaufzeit t_{sS-S} 16-31 sec .Die restlichen 6 Beben haben Herdtiefen größer als 72 km, und somit Differenzlaufzeiten $t_{pP-P} > 25$ sec und $t_{sS-S} > 43$ sec (JEFFREYS,BULLEN;1967). Für $\Delta > 60^o$ ist die Differenzlaufzeit zwischen der am Kern reflektierten Phase PcP und der direkten P-Welle kleiner als 60 sec,unabhängig von der Herdtiefe.Entsprechendes gilt für die (ScS-S)- Laufzeitdifferenz für Epizentralenfernungen $\Delta > 70^o$.Die Laufzeitkurven für ein normaltiefes Beben in Abb.4.3 zeigen die Ankunftszeiten der späteren Phasen.

Bei ein und demselben Beben wurde die Fensterlänge für die P- und S-Phase gleich groß gewählt.Im Folgenden wird die Frage diskutiert,welchen Einfluß die im Zeitfenster enthaltenen späteren Phasen auf die Spektren haben. Dieses Problem wurde

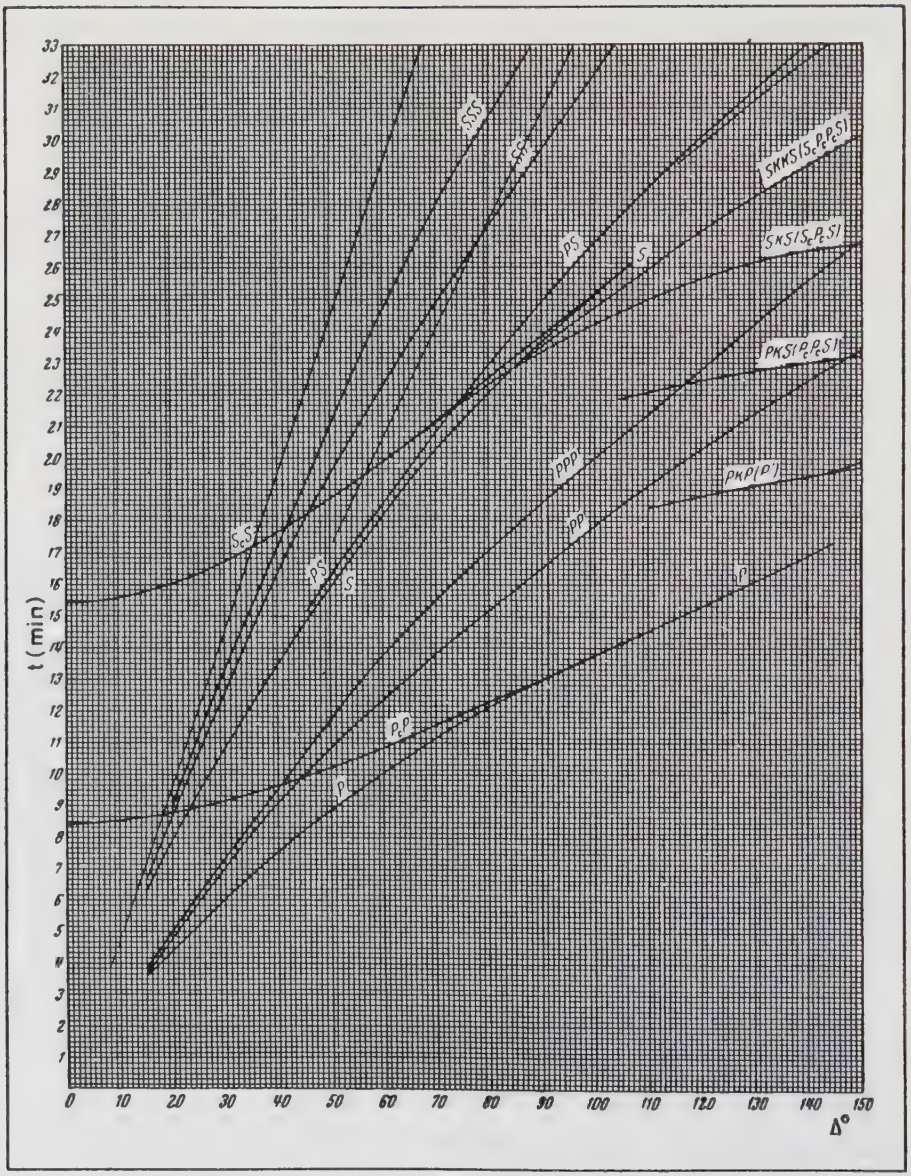

Abb.4.3 : Graphische Darstellung der Laufzeiten (aus SAWARENSKI,KIRNOS;1960).

bei KURITA(1969) und BUCHBINDER(1968) untersucht.

4.1.2. EINFLUSS DER SPÄTEREN PHASEN

Die pP- bzw. sS-Phasen bei den hier untersuchten Ereignissen haben kleinere Amplituden als die P-bzw. S-Phasen.Deshalb dominieren auch im Spektralbereich die Amplituden der direkten Phasen (P- und S-Impulse). KURITA(1969) und BUCHBINDER(1968) haben anhand von Beobachtungen die Spektren von P- und pP-Phasen bzw. P- und PcP-Phasen untersucht und gefunden,daß sie sich bezüglich ihres Frequenzverlaufs ein ähnliches Verhalten zeigen und sich lediglich in der Größe der absoluten Amplitude unterscheiden.Dieses Ergebnis ist verständlich,da sich die Wellenwege von P- und pP-Phasen bzw. S- und sS-Phasen,insbesondere bei flachen Beben nur wenig unterscheiden.Das gleiche gilt auch für PcP- und ScS- Phasen bei großerer Epizentralentfernung.

Um den Einfluß der späteren Phasen analytisch zu untersuchen, stellt man sich das beobachtete Seismogramm $f(t)$ durch eine Summation von vielen Einzelphasen $p_i(t)$ ausgebaut vor.

$$f(t) = \sum_{i=0}^{\infty} p_i(t - t_i) \tag{88}$$

Wobei $p_i(t)$ die einzelne Phase und t_i ihre individuelle Ankunftszeit ist.Mit den Fouriertransformierten $F(\omega)$ und $P_i(\omega)$ bekommt man:

$$F(\omega) = \sum_{i=0}^{\infty} P_i(\omega) \cdot \exp(-i\omega t_i) \tag{89}$$

oder für $t_o = 0$:

$$F(\omega) = P_o(\omega)\cdot\left[1 + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{P_i(\omega)}{P_o(\omega)} \cdot \exp(-i\omega t_i)\right] \qquad (90)$$

Die Terme in der eckigen Klammer bewirken eine Modulation des Spektrums $P_o(\omega)$ der direkten Phase (Phase mit der Ankunftszeit $t_o=0$).Das Verhältnis $P_i(\omega)/P_o(\omega)$ wird Modulationsfunktion $T_i(\omega)$ genannt. Aufgrund der erwähnten Beobachtungen (KURITA,1969;BUCHBINDER,1968) (weitgehend identische Frequenzabhängigkeit der Spektren von pP- und P- bzw. PcP- und P-Phasen) kann $T_i(\omega) = \text{konstant} = a_i$ angenommen werden.Anschaulich bedeutet a_i die relative Amplitude der späteren Phase $P_i(t)$. In diesem Fall wird (90) vereinfacht:

$$F(\omega) = P_o(\omega)\cdot\left[1 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i \cdot \exp(-i\omega t_i)\right] \qquad (91)$$

Interessieren wir uns nur für den Einfluß einer späteren Phase,z.B. für.die PcP-Phase,so können wir für t_1 die Differenzlaufzeit $t_{PcP}-t_P$ setzen.Das Seismogramm kann dann aus (88) mit der Amplitude der P-Phase $a_o=1$ und der relativen Amplitude a_1 für die PcP-Phase geschrieben werden:

$$f(t) = p_o(t) + a_1 \cdot p(t - t_1) \qquad (92)$$

und die Fouriertransformierte von (92) ist:

$$F(\omega) = P_o(\omega)\cdot[1 + a_1 \cdot \exp(-i\omega t_1)] \qquad (93)$$

oder der Betrag von $F(\omega)$:

$$|F(\omega)| = |P_o(\omega)|\cdot(1 + a_1^2 + 2a_1 \cdot \cos\omega t_1)^{1/2} \qquad (94)$$

Die Gleichung (94) wird in Abb.4.4 für $P_o(\omega) = 1$ (weisses Spektrum), $t_1 = 50$ sec und $a_1 = \pm 0.5, \pm 1.0, +1.5$ dargestellt. Das Spektrum in Abb.4.4 zeigt eine sinusoidale Oszillation mit der Periode $\omega t_1 = 2\pi$. Die Größe a_1 ist das Amplitudenverhältnis von PcP/P und ist von der Beobachtungsentfernung abhängig. Wie zu sehen ist, wird das Spektrum von $P_o(\omega)$ moduliert und zwar mit umso größerer Amplitude, je größer a_1 ist.

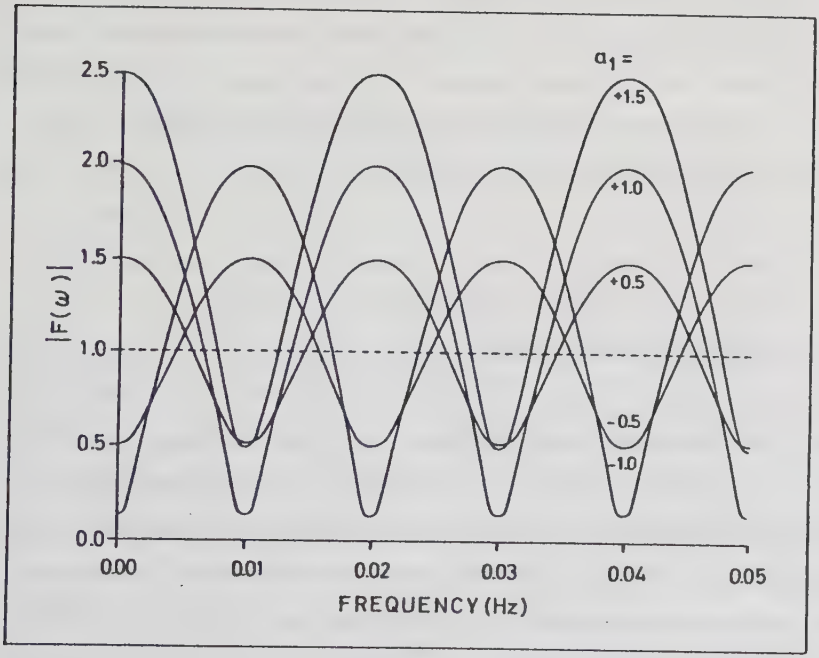

Abb.4.4 : Amplitudenmodulation des P- Wellenspektrums durch eine PcP-Phase, die 50 sec nach der P-Welle eintrifft. Die verschiedenen Kurven gelten für verschiedene Amplitudenverhältnisse a_1 (aus KURITA, 1969).

Die Werte von a_1 sind im Falle von PcP/P für Beobachtungsentfernungen $\Delta > 60^o$ kleiner als 0.2 (FRASIER, CHOWDHURY, 1974)

und im Falle von ScS/S (SH polarisiert) für $\Delta > 70^{o}$ kleiner als 0.5 (MITCHELL,HELMBERGER,1973). Deshalb ist die Oszillation in unseren Spektren noch viel kleiner als in den in Abb. 4.4 dargestellten Fällen.
Die Änderung des gesamten Spektrums ist auch bei Hinzunahme von mehreren späteren Phasen nicht sehr groß.Der Einfluß von bis zu 5 Phasen ist von KURITA(1969) berechnet worden.
Den Einfluß von späteren Phasen auf die Q-Spektren haben wir untersucht (Abschnitt 7) und gefunden, daß die Q-Spektren nur schwach oszillieren und der Grundcharakter von Q-Spektren bei der Hinzunahme späterer Phasen erhalten bleibt.Beispiele dafür werden im Abschnitt 7 gezeigt.

4.1.3. WAHL DER FENSTERFORM

Nach der Auswahl der optimalen Zeitfensterlänge soll als zweiter Punkt die Form des Zeitfensters diskutiert werden. Mögliche Zeitfenstertypen wurden in BÄTH(1974) diskutiert.Ein ideales Zeitfenster besitzt sowohl im Zeitbereich als auch im Frequenzbereich optimale Auflösung,das heißt,daß im Zeitbereich keine Information verloren gehen soll und daß andererseits im Frequenzbereich ein schmales Hauptmaximum und bei hohen Frequenzen geringe Nebenmaxima vorliegen.
Die Mehrzahl der Fensterfunktionen wurde auch in KURITA(1969) für seismische Wellen angewandt und diskutiert. Für relativ isolierte Phasen und Perioden kleiner als 50-60 sec gibt das "Power"-Fenster eine gute Auflösung (nach KURITA,1969). Das "Power"-Fenster **w(t)** ist wie folgt definiert:

$$w(t)=\begin{cases}\frac{1}{T}\left[1-\left(\frac{|t|}{T}\right)^{n}\right] & \text{für } |t|\leq T\\ 0 & \text{für } |t|>T\end{cases} \qquad (95)$$

Wobei T die Dauer des Zeitfensters und n eine positive ganze Zahl ist.Sie gibt die Potenz an,mit der w(t) für $|t|\rightarrow T$ abnimmt. Für n gegen unendlich werden das "Power"-Fenster und das Rechteckfenster identisch. Die Abb.4.5 zeigt den Unterschiede zwischen dem Rechteckfenster und dem "Power"-Fenster für verschiedene n-Werte.
Mit dem Rechteckfenster wird im Fenster das Signal nicht verändert und keine Information geht im Zeitbereich verloren.Bei den anderen Fensterfunktionen wird das Signal an den Flanken (oder nur an der rechten Flanke) auf Null gedämpft.In diesem Bereich wird also das Signal verfälscht.Wendet man das Rechteckfenster auf eine unendlich lange Zeitfunktion an,so zwingt man die Funktion plötzlich auf Null zu springen,dadurch werden im Spektrum die hohen Frequenzen verfälscht. Dieser Abschneide-Effekt ist ein Nachteil des Rechteckfensters, er tritt nicht auf,wenn das Signal von allein auf Null zurückgeht. $\bar{f}(t)$ sei eine Zeitreihe,die mit einem Fenster w(t) aus der unendlichen Zeitfunktion f(t) abgeschnitten wird.

$$\bar{f}(t) = f(t)\cdot w(t) \qquad (96)$$

Diese Multiplikation im Zeitbereich ist äquivalent der Faltung im Frequenzbereich.

$$\bar{F}(\omega) = F(\omega) * W(\omega) \qquad (97)$$

Wobei $\bar{F}(\omega)$, $F(\omega)$ und $W(\omega)$ die Fouriertransformierten von

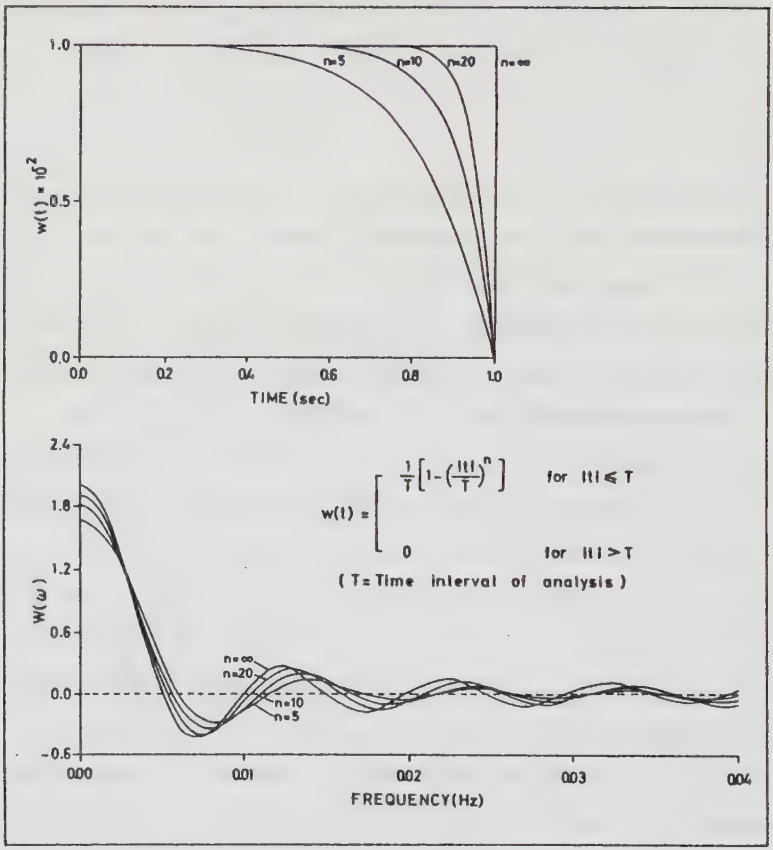

Abb.4.5 : Spektrum des Rechteckfensters im Vergleich mit Spektren von "Power"-Fenster mit verschiedenen Exponenten. Oben in der Abbildung sind die Fenster im Zeitbereich dargestellt (aus KURITA,1969).

$\bar{f}(t)$, $f(t)$ und $w(t)$ sind.

Der hier dargestellte Fall einer unendlich langen Zeitreihe korrespondiert mit dem hier tatsächlich vorliegenden Problem des Abschneidens eines nicht auf Null abgeklungenen Seismogramms.

Wir wollen hier die Vor- und Nachteile des Rechteckfensters

diskutieren:Die Fouriertransformierte eines Rechteckfensters $W(\omega)$ hat viele signifikante Nebenmaxima, was ein Nachteil dieses Fensters ist. Diese Nebenmaxima verursachen eine Oszillation im Signalspektrum auf Grund der Faltung. Sein Vorteil ist ein schmales Hauptmaximum. Den Nachteil (Oszillationen bei hohen Frequenzen) kann man mit der Glättung des Signalspektrums aufheben.Wegen seiner einfacheren Anwendung haben wir uns deshalb für ein Rechteckfenster entschieden. Die numerischen Prozeduren wie Fouriertransformation und Glättung sind in Abschnitt 5 erklärt. Der Einfluss der Fensterlänge und Fensterform auf die Q- Spektrum wurde getestet und in Abschnitt 7 diskutiert.

4.2. DIE AUSSCHALTUNG DER WECHSELWELLEN

Die Separation der S-Wellen wird natürlich noch etwas komplizierter als die der P-Wellen.Mit der Abhängigkeit von der Epizentralentfernung und der Tiefe des Bebens interferiert die S-Phase mit den anderen Phasen wie PS,SP,PcS,ScP,PPP etc. Die reflektierten oder refraktierten P- SV- Wellen pflanzen sich aber im allgemeinen unabhängig von SH- Wellen fort und interferieren auch nicht mit diesen. Um Wechselwellen auszuschalten, wurden nur die transversal polarisierten S-Wellen (SH-Phasen) bei der Berechnung von Q-Spektren benutzt. Diese Wellen werden mit der Kenntnis des Azimuts zum Herd (α^{o}) wie folgt berechnet:

$$f_{SV}(t) = f_{NS}(t)\cdot\cos\alpha + f_{EW}(t)\cdot\sin\alpha \qquad (98)$$

und

$$f_{SH}(t) = f_{NS}(t) \cdot \sin\alpha + f_{EW}(t) \cdot \cos\alpha \qquad (99)$$

Wobei $f_{SV}(t)$ und $f_{SH}(t)$ radial- und transversal polarisierte S-Wellen sind. $f_{SH}(t)$ ist die SH-Welle, $f_{SV}(t)$ jedoch ist die Radialkomponente der SV-Wellen. $f_{NS}(t)$ und $f_{EW}(t)$ sind die Nord-Süd und Ost-West Komponenten der S-Welle. Die analytische Berechnung des Herdazimuts erfolgt mit Hilfe der Herd- und Stationskoordinaten und findet sich in der Literatur (z.B. bei GUTENBERG,1932;BULLEN,1963).

5. PRAKTISCHE ANWENDUNG DER UNTERSUCHUNGSMETHODE

5.1. DIE REGISTRIERUNGEN DER SEISMISCHEN SIGNALE

Die Daten wurden durch im Zentralobservatorium Gräfenberg -" Array" befindliche breitbandig aufzeichnende Seismometer digital registriert. Diese Seismometer haben bezüglich der Schwinggeschwindigkeit konstante Signalvergrößerung im Bereich $0.05 \leqslant f(Hz) \leqslant 5$. Außerdem sind durch den hohen Dynamikumfang der Anlage und durch das verwendete "Gain - Ranging"-Verfahren extrem hohe Auflösungen möglich. Die Übertragungsfunktion dieses Seismometers wurde in Abb.3.1 dargestellt.
Für die Meßwerterfassung wird von jedem Seismometer im Digitalisierungsintervall $\Delta t = 0.05$ sec ein Wert registriert und in Blöcken à 10 sec Registrierdauer abgespeichert. Ein Block enthält somit 200 Werte von jedem Instrument.Dazu kommen dann noch 40 Daten-Worte am Anfang jedes Blocks,sogenannte "Block-Header",die Angaben über Tag,Jahr und laufende Zehnersekunde der Registrierung enthalten.
Die digitalisierten Daten werden durch den Rechner auf 9-Spurige Magnetbänder als 16- bit- Worte mit wahlweise 800 bits/inch oder 1600 bits/inch gespeichert und archiviert.

5.2. ANPASSUNG DER GRF-REGISTRIERUNGEN AN DIE DEC-10 DER UNIVERSITÄT FRANKFURT/M.

Bei der Weiterverarbeitung der GRF-Daten bestand die Schwie-

rigkeit darin, daß ein GRF-Datenwort aus 16 bits besteht.Für die Anpassung zur DEC-10 müssen die 16- bit Wörter zunächst auf 36-bit Wörter umgesetzt werden.Der auf dem Band gespeicherte "Band - Header" und die Daten werden zunächst mit den Programmen GRF1.MIC und GRF.MIC auf eine Magnetplatte kopiert. Dann erfolgt die Umkodierung des "Band-Header"s und der Daten vom 16-bit Wort zum 36-bit Wort mit den Fortran-Programmen DEHEAD.FOR und DEDAT.FOR.Die "Band-Header"-Information ergibt uns die Anzahl und die Eigenschaften der Seismometer.
Nach der Dekodierung der Daten werden die einzelnen Spuren mit dem Fortran-Programm GRFSIM.FOR gebildet und die Seismogramme geplottet.Mit Hilfe des ausgewählten Zeitfensters werden die Phasen abgeschnitten und weiterverarbeitet.Das Blockschaltbild der benötigten Programme wird in Abb.5.1 dargestellt,wobei das Programm EPI.FOR mit der Angabe der Stations- und Epizentrums-Koordinaten Epizentralentfernung Δ (km und Grad) und das Azimut- und Rück-Azimut-Winkel berechnet. Zur Kontrolle wird mit dem Programm MOTION.FOR die horizontale Partikelbewegung von P-Wellen aufgezeichnet und deren Schwingungsrichtung mit dem berechneten Azimut verglichen.Dann berechnet das Programm RADTRØ.FOR transversal und radial polarisierte S-Wellen,d.h. SH- und SV-Komponenten.
Das Programm ATTEN5.FOR bildet die Amplituden- und Q-Spektren mit Hilfe der Unterprogramme FORK.FOR,SIM1.FOR und ABSORP.FOR und plottet die Zeitreihen und die Spektren, wobei das Unterprogramm FORK.FOR die Spektren mittels einer schnellen Fourier-Transformation (FFT) nach COOLEY,TUKEY(1965) ermittelt.Dieses Unterprogramm befindet sich bei CLEARBOUT(1976).Die Unterprogramme SIM1.FOR und ABSORP.FOR bewirken die Glättung der Amplitudenspektren von P^z- und SH-Wellen und die Berechnung von

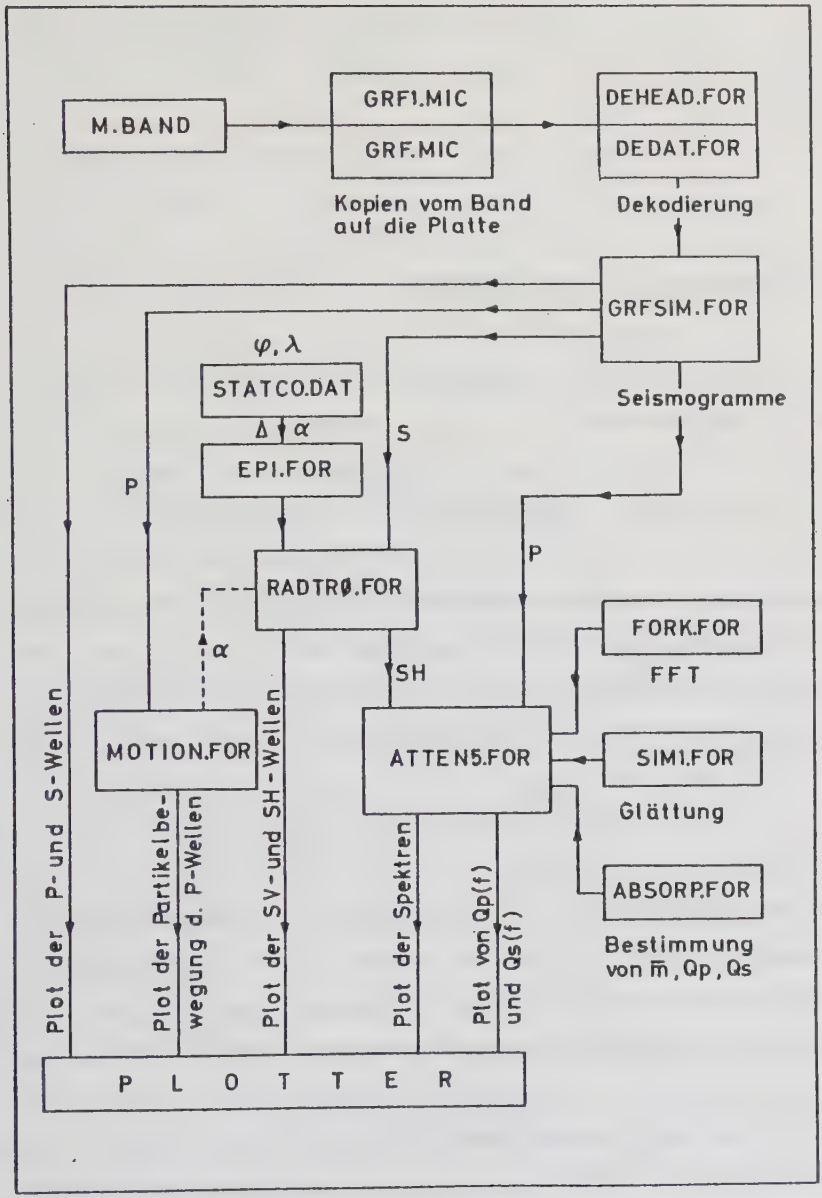

Abb.5.1 : Blockschaltbild der FORTRAN10-Programme zur Bestimmung von Q-Spektren (näheres siehe Text).

$\bar{Q}_p(f)$ und $\bar{Q}_s(f)$ mit Hilfe der Eingabe von t_p^*, t_s^* und der Laufzeiten, womit dann der m-Wert empirisch bestimmt (siehe Abschnitt 2.3) wird.

5.3. FFT-VERFAHREN UND GLÄTTUNG

Die komplexe Fourier-Transformation einer Zeitfunktion f(t) ist im allgemeinen:

$$\bar{F}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot e^{-i\omega t} \cdot dt = A(\omega) \cdot e^{i\varphi(\omega)} \qquad (100)$$

Wobei $\bar{F}(\omega)$ das komplexe Spektrum, $A(\omega) = |\bar{F}(\omega)|$ das Amplituden- und $\varphi(\omega)$ das Phasen-Spektrum sind.
Die mathematische Form der Zeitreihe F(t) einer Zeitfunktion f(t) im Intervall von 0 bis $T = N \cdot \Delta t$ ist:

$$F(t) = \Delta t \cdot \sum_{k=0}^{N-1} f_k \cdot \delta(t - k \cdot \Delta t) \;\hat{=}\; f(t) \qquad (101)$$

Wobei Δt=Zeitintervall, N=Zahl der Stützstellen von t=0 bis $t = (N-1) \cdot \Delta t$ und $\delta(t)$ die Deltafunktion ist. f_k ist der Wert der Zeitfunktion f(t) zum Zeitpunkt $k \cdot \Delta t$.
Die Fourier-Transformation der Zeitreihe F(t) ist daher:

$$\bar{F}(\omega_n) = \frac{\sqrt{N} \cdot \Delta t}{2\pi} \cdot C_n \qquad (102)$$

wobei C_n die mit dem Unterprogramm FORK.FOR berechneten komplexen Fourierkoeffizienten sind. C_n ist in modifizierter Form (Indizierung von 1 bis N, nicht 0 bis N-1) :

$$C_n = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \sum_{k=1}^{N} f_k \cdot e^{-2\pi i(n-1)(k-1)/N} \quad , \; n=1,2,..,N \qquad (103)$$

Und die zugehörige Frequenz ist $F_n = (n-1)/(N \cdot \Delta t)$.

Die Anzahl der Werte N muß hierbei eine Potenz von 2 sein ($N=2^m, m=1,2,..$).Zum Beispiel ergibt sich für m=10 N=1024.Bei der Verwendung der FFT braucht man ungefähr $N\log_2 = 1024 \cdot 10 \approx 10^4$ Multiplikationen,dagegen für eine gewöhnliche Methode $N^2 \approx 10^6$ Multiplikationen.Die Rechenzeitersparnis beträgt also ca.99%.

Das Abtastintervall der GRF-Daten ist $\Delta t=0.05$ sec,und daher ergibt sich eine Nyquistfrequenz (höchste ermittelbare Frequenz) $f_\nu = 1/(2 \cdot \Delta t) = 10$ Hz.Für N=1024 wird das Frequenzintervall also $\Delta f = 1/(N \cdot \Delta t) \approx 0.0195$ Hz.Um Δf noch präziser zu bekommen,muß man die FFT-Länge N vergrößern. Weil uns nur der Frequenzbereich bis 1.5 Hz interessiert,haben wir die Originaldaten dezimiert und mit $\Delta t' = 0.2$ sec neu abgetastet. Dies ergibt eine neue Nyquistfrequenz $f_\nu' = 2.5$ Hz.Bei Beibehaltung von N=1024 Punkten für ein Zeitfenster ergibt sich somit ein neues $\Delta f' = 0.0049$ Hz für die Q-Bestimmung.

Die P- und S-Impulse wurden bei der gewünschten Zeitfensterlänge abgeschnitten und das Ende bis $N \cdot \Delta t' = 204.8$ sec mit Nullen aufgefüllt.

Die mit FORK.FOR berechneten Spektren zeigen Oszillationen wegen der Verwendung des Rechteckfensters, wie im Abschnitt 4.1.3 diskutiert wurde aber auch wegen des Herdvorgangs selbst. Deshalb sollten die Amplitudenspektren von P-und S-Wellen vor der Bildung des Spektralverhältnisses geglättet werden.Die Glättung wurde mit dem gleitenden Mittel mit konstantem Gewicht über ein endliches Mittelungsintervall (2Θ) nach TAUBENHEIM(1969,Seite 321 ff.) durchgeführt.

$$Y(x) = \frac{1}{2\cdot\theta}\int_{-\theta}^{+\theta} y(x+\xi)\,d\xi \qquad (104)$$

Bei digitaler Berechnung hat die Glättungsoperation (104) die Form des gleitenden Durchschnitts über (2n+1) Stützstellen im Abstand Δx aufeinander folgender Werte y_j .

$$Y_j = \frac{1}{2n+1}\sum_{k=-n}^{+n} y_{j+k} \qquad (105)$$

Für unsere Zwecke haben wir n=7 ausgewählt.Beim Plot der Amplitudenspektren wurden die Werte für Frequenzen kleiner als $1/T$ (T =Dauer der Zeitreihe) nicht geplottet. Der erste geglättete Punkt j ist deshalb der achte Punkt in (105) für n=7 .Die geglätteten Werte für Indizes $j<8$ wurden wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned}
Y_1 &= y_1 \\
Y_2 &= \tfrac{1}{3}(y_1+y_2+y_3) \\
Y_3 &= \tfrac{1}{5}(y_1+y_2+y_3+y_4+y_5) \\
&\vdots \qquad\qquad \vdots \qquad\qquad \vdots \\
Y_7 &= \tfrac{1}{13}(y_1+y_2+\cdots\cdots\cdots+y_{13})
\end{aligned} \qquad (106)$$

Nach der Glättung der Amplitudenspektren mit dieser Methode wurde das Spektralverhältnis gebildet und die Q-Spektren aus den Gleichungen (8) und (9) nach der Bestimmung von ln m aus den Gleichungen (12) und (13) mit dem Unterprogramm ABSORP.FOR berechnet. Die Beispiele dafür werden im nächsten Abschnitt gezeigt.

6. BEISPIELE

Die Amplituden- und Q- Spektren für einige Beispiele werden in den nächsten Abbildungen gezeigt. Die Abb.6.1.a bzw. Abb. 6.1.b zeigt die Amplitudenspektren der vertikalen Komponente der P- Welle P^z (oben) und der Bodenunruhe (unten) bzw. das Amplitudenspektrum der SH-Welle in doppellogarithmischem Maßstab für das Erdbeben KODIAK-ALASKA vom 20.05.1979.Die Kreise bedeuten hier das geglättete Spektrum.Die zugehörigen Signale werden mit ihrem Maßstab jeweils oben in den Abbildungen gezeigt. Die Q- Spektren für dieses Ereignis sind in Abb.6.1.c in doppellogarithmischem Maßstab im Frequenzbereich von ca. 0.05 Hz bis 1.5 Hz dargestellt.Die obere Kurve in den Q-Spektren zeigt jeweils $\overline{Q}_p(f)$ und die untere $\overline{Q}_s(f)$.

Man erkennt neben gewissen Maxima und Minima einen mit der Frequenz ansteigenden Trend von Q . Die Steigung der eingezeichneten Ausgleichsgeraden entspricht der Potenz des Anstiegs von Q mit der Frequenz, $\overline{Q} \sim f^{\alpha}$.

Die Abb.6.2.a,b,c und Abb.6.3.a,b,c zeigen die Ergebnisse für die Erdbeben HONSHU vom 07.03.1978 und JAPAN vom 18.01.1981. Weitere Beispiele von Q- Spektren werden in den Abbildungen Abb.6.4, Abb.6.5, Abb.6.6 und Abb.6.7 gezeigt.

Die Steigung der Ausgleichsgeraden α wird jeweils in den Abbildungen der Q-Spektren angegeben.Die α-Werte der 17 untersuchten Erdbeben liegen im Bereich 0.2 - 0.5 .

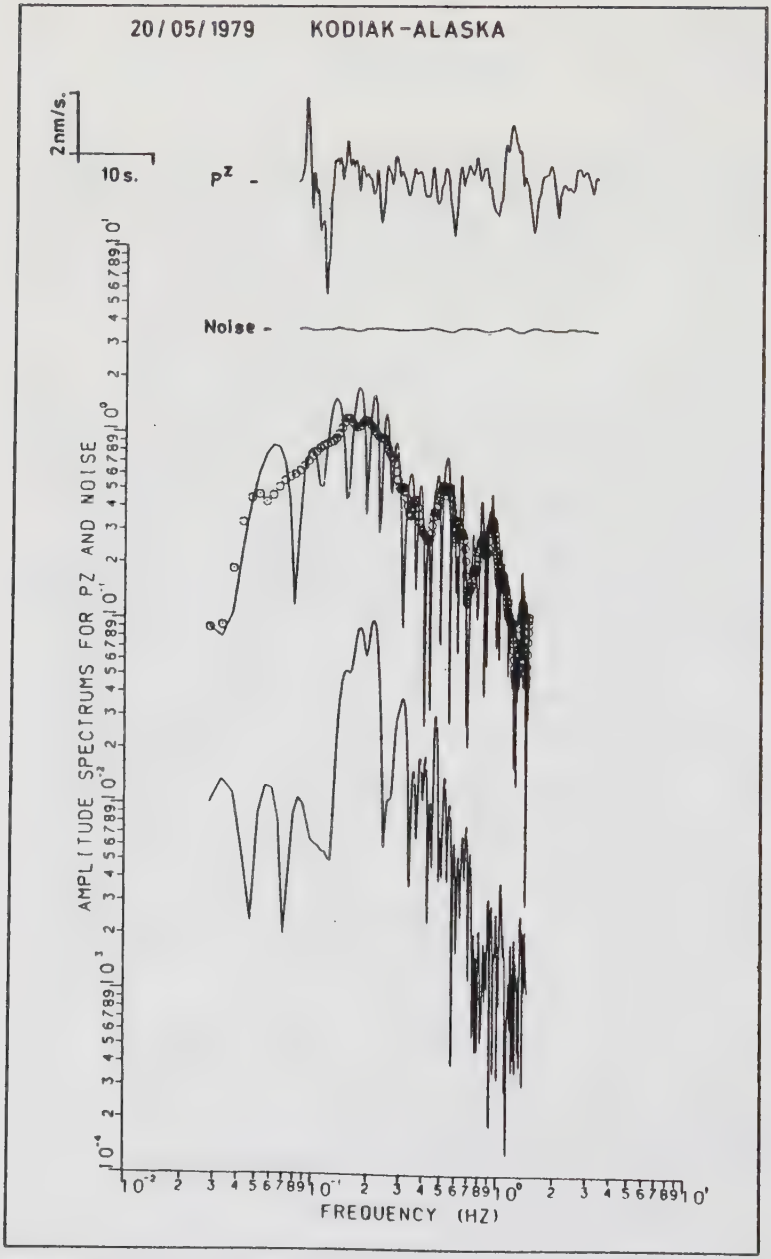

Abb.6.1.a : Die Amplitudenspektren für die P^Z- Welle (oberes Spektrum) und die Bodenunruhe (unteres Spektrum). Die Signaldauer für Ereignis Nr.7 beträgt T =40sec.

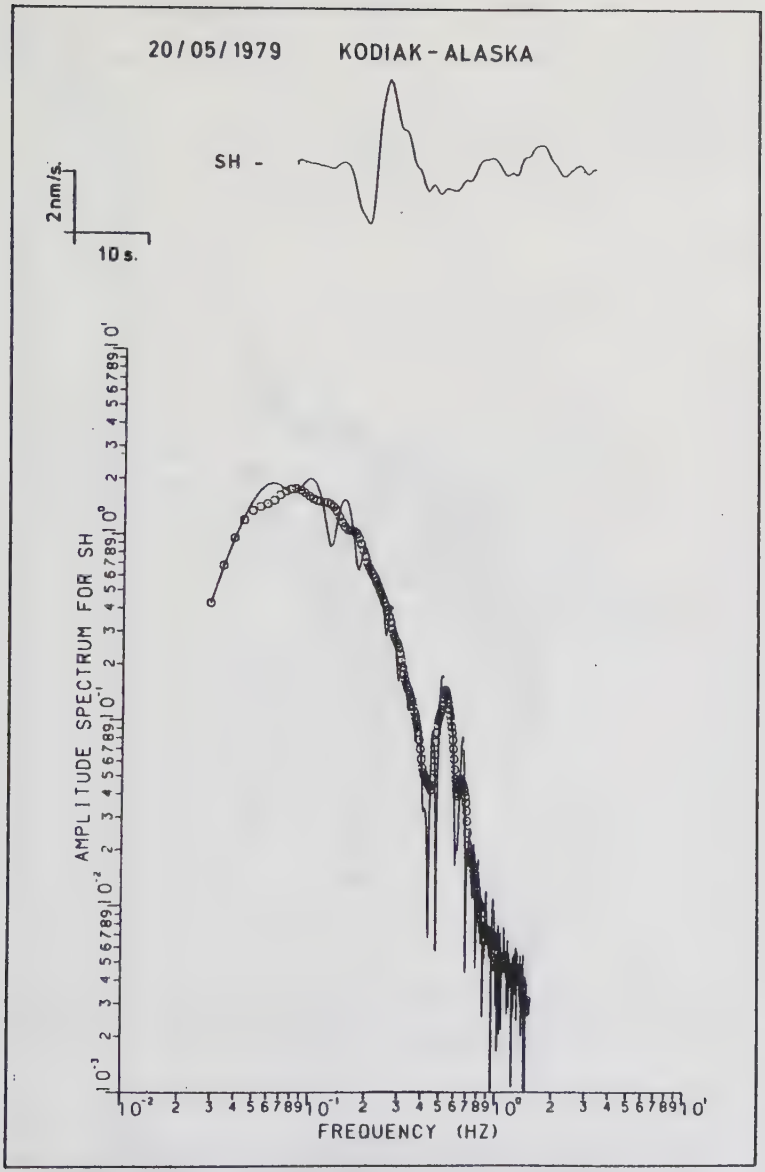

Abb.6.1.b : Das Amplitudenspektrum der SH-Welle für die Signaldauer $T = 40$ sec. Die Kreise zeigen das geglättete Spektrum.

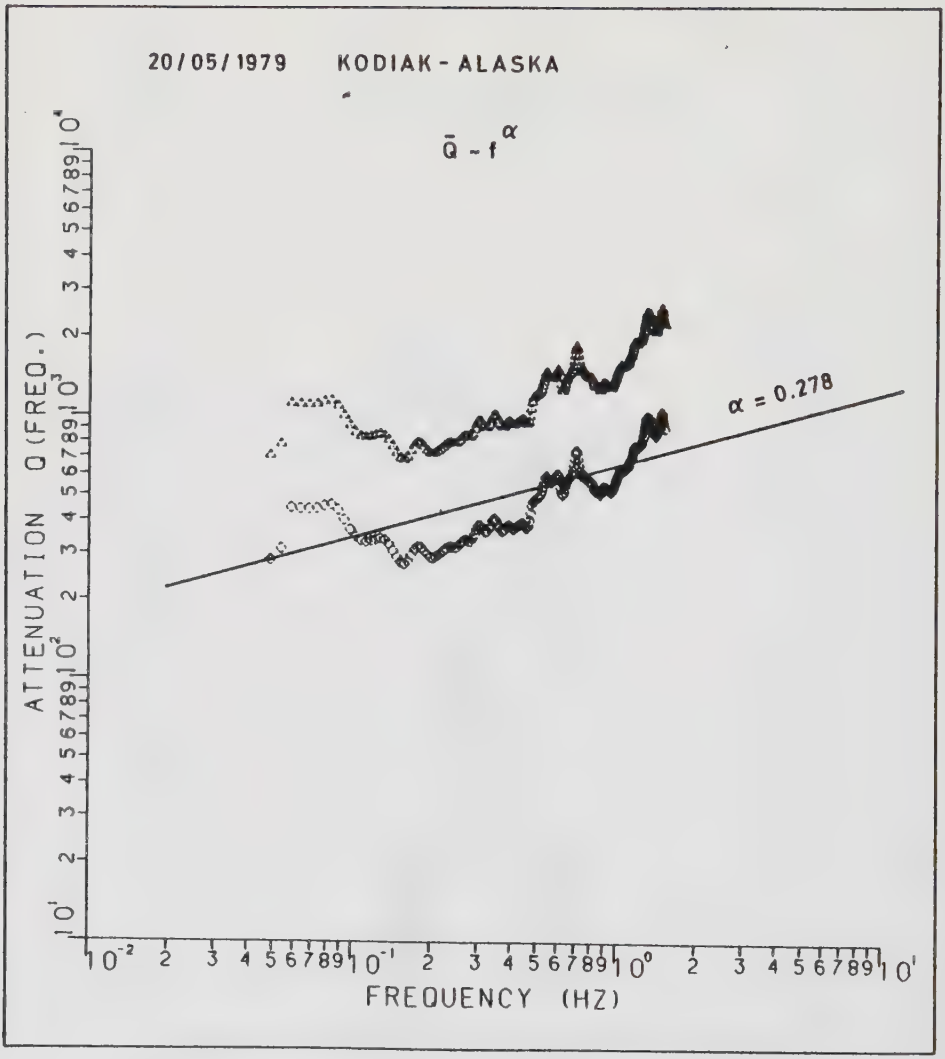

Abb.6.1.c : Die Q-Spektren für das Erdbeben Nr.7 .Das obere Spektrum ist $\bar{Q}_p(f)$ und das untere $\bar{Q}_s(f)$.

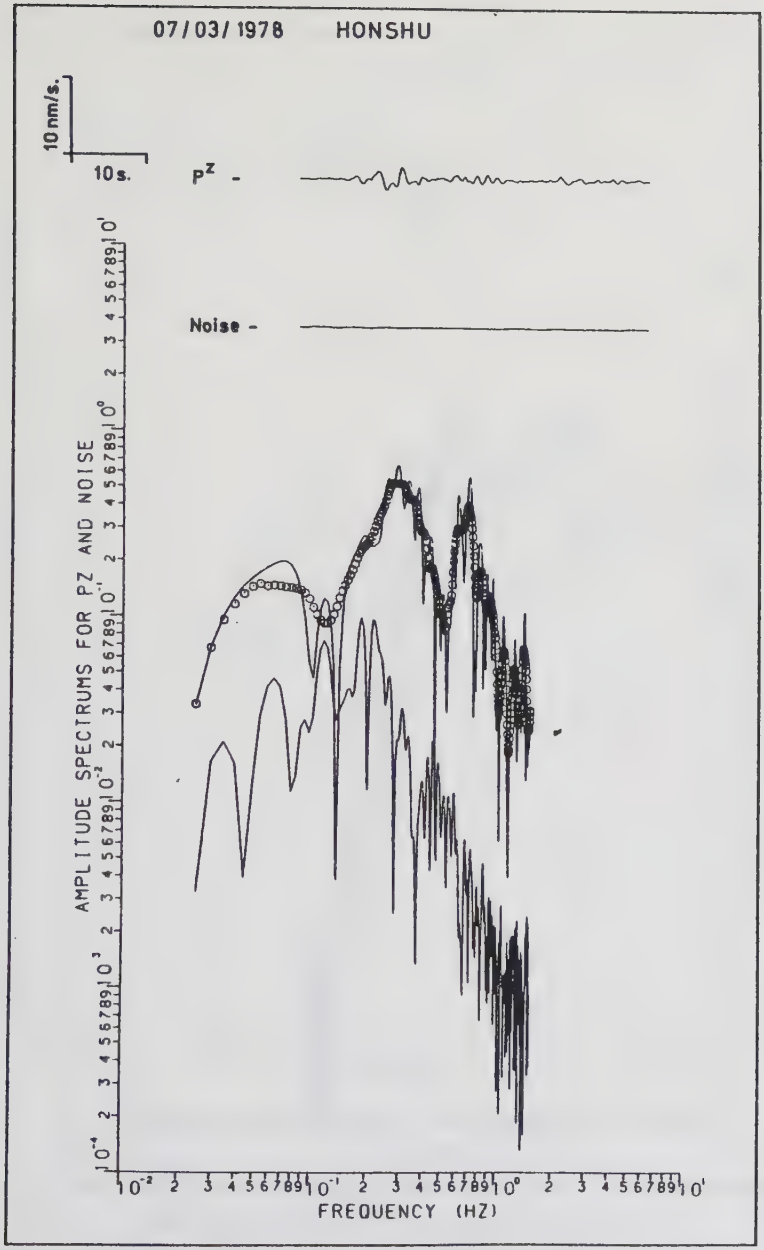

Abb.6.2.a : Die Amplitudenspektren für die P^Z- Welle (oberes Spektrum) und die Bodenunruhe (unteres Spektrum). Die Signaldauer für Ereignis Nr.12 beträgt τ =47sec.

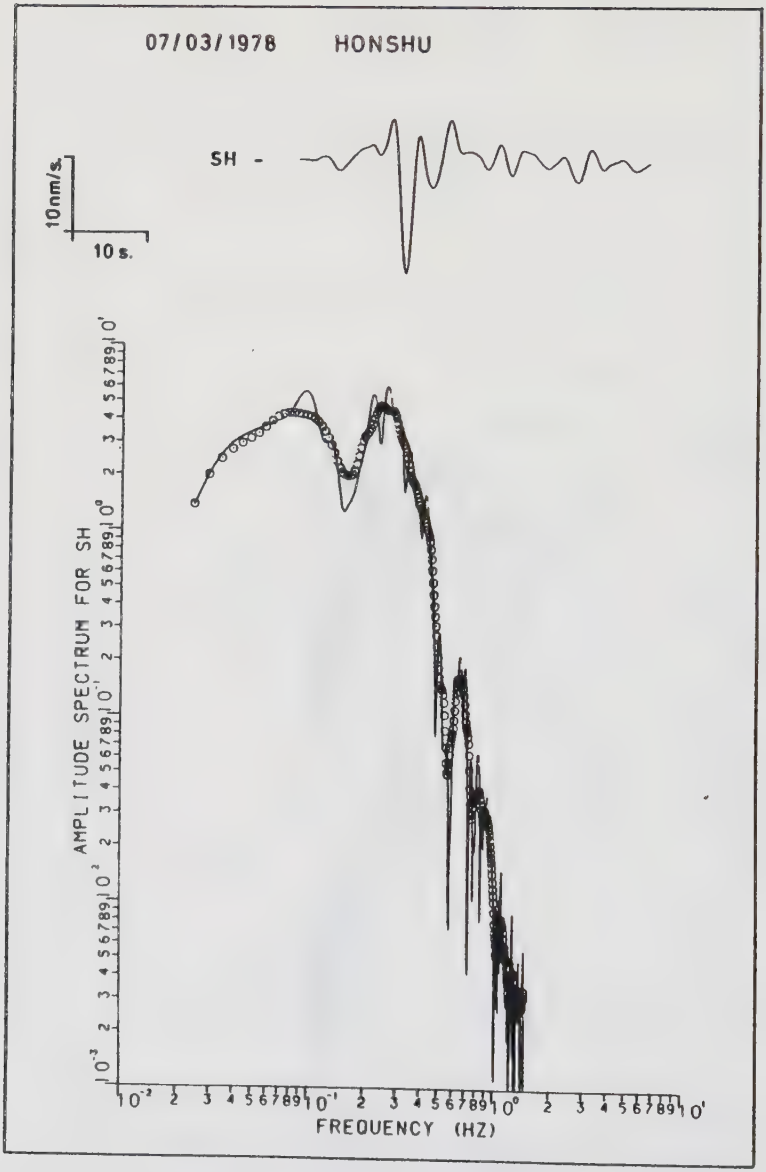

Abb.6.2.b : Das Amplitudenspektrum der SH-Welle für die Signaldauer $T = 47$ sec. Die Kreise zeigen das geglättete Spektrum.

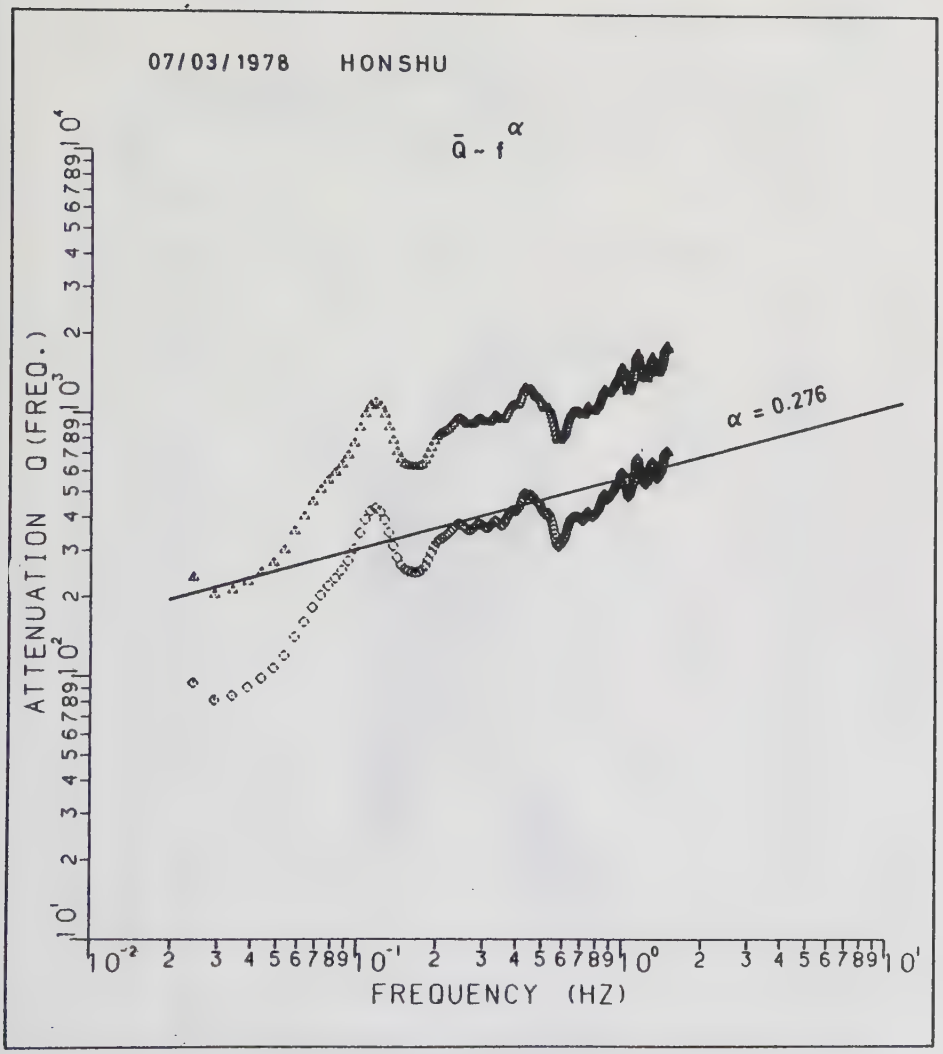

Abb.6.2.c : Die Q-Spektren für das Erdbeben Nr.12 .Das obere Spektrum ist $\bar{Q}_p(f)$ und das untere $\bar{Q}_s(f)$.

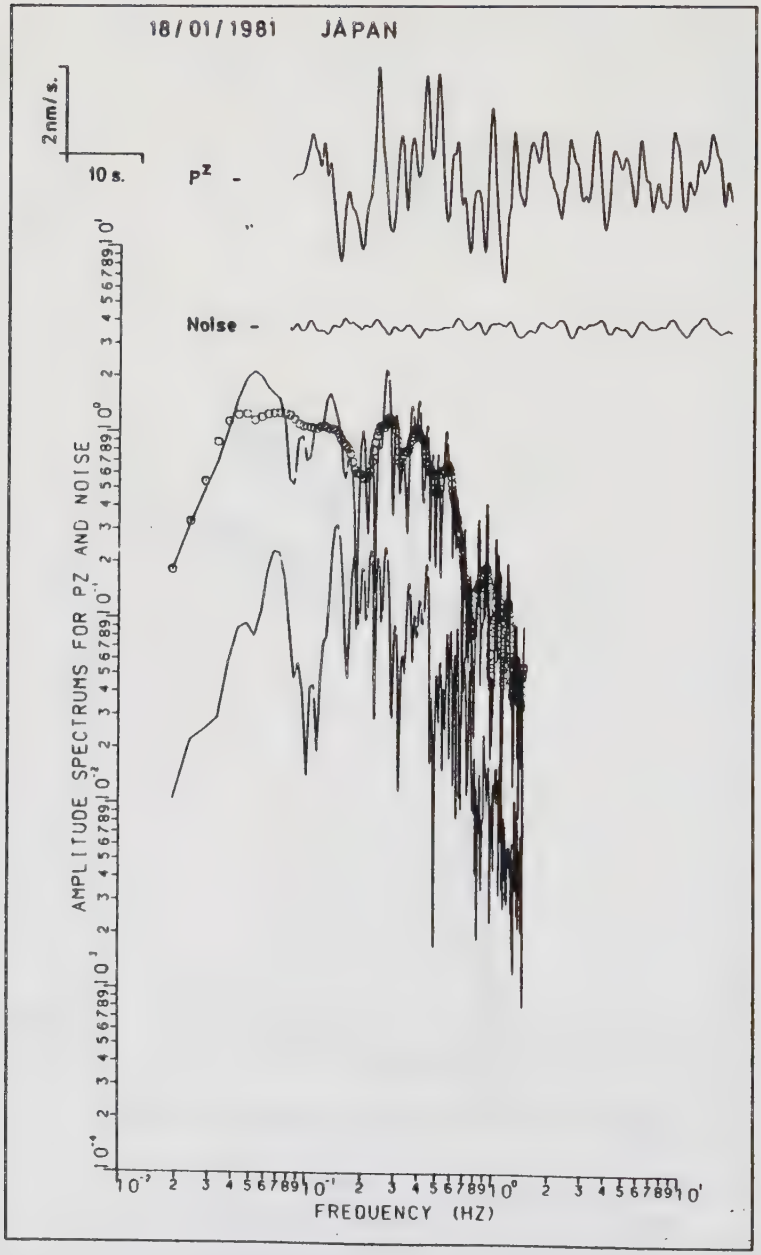

Abb.6.3.a : Die Amplitudenspektren für die P^z- Welle (oberes Spektrum) und die Bodenunruhe (unteres Spektrum). Die Signaldauer für Ereignis Nr.16 beträgt τ =59sec.

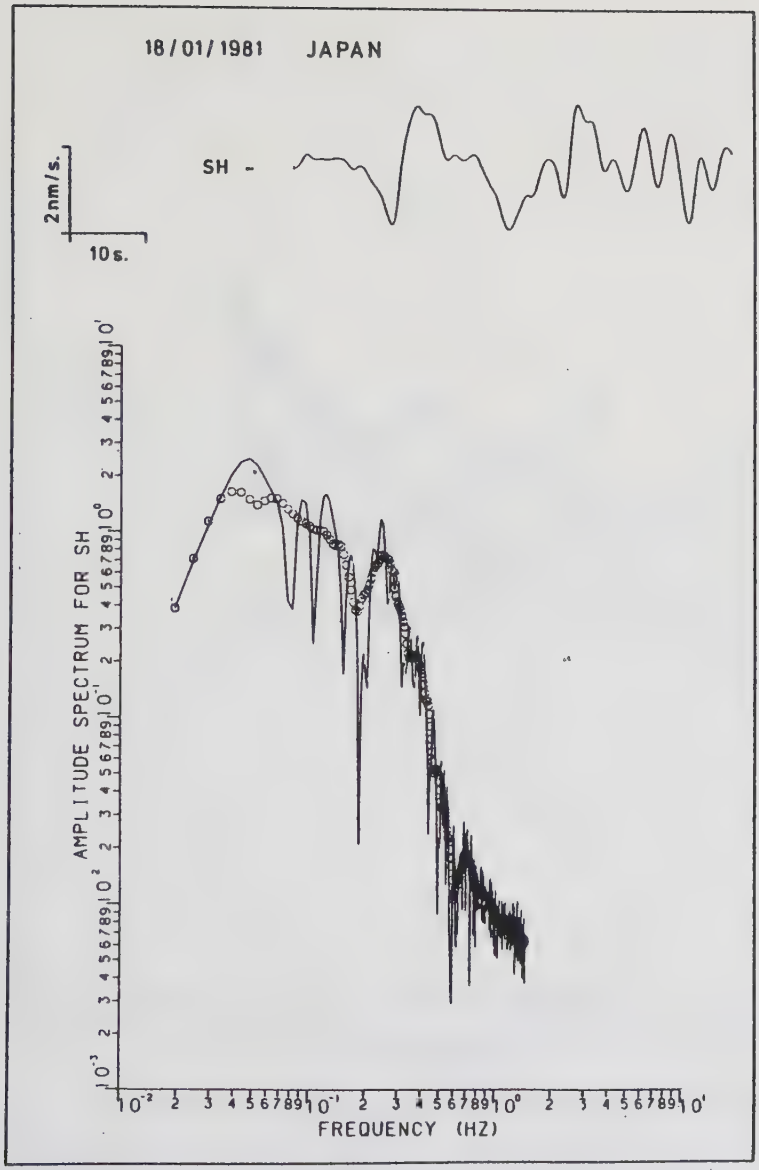

Abb.6.3.b : Das Amplitudenspektrum der SH-Welle für die Signaldauer $\tau = 59$ sec. Die Kreise zeigen das geglättete Spektrum.

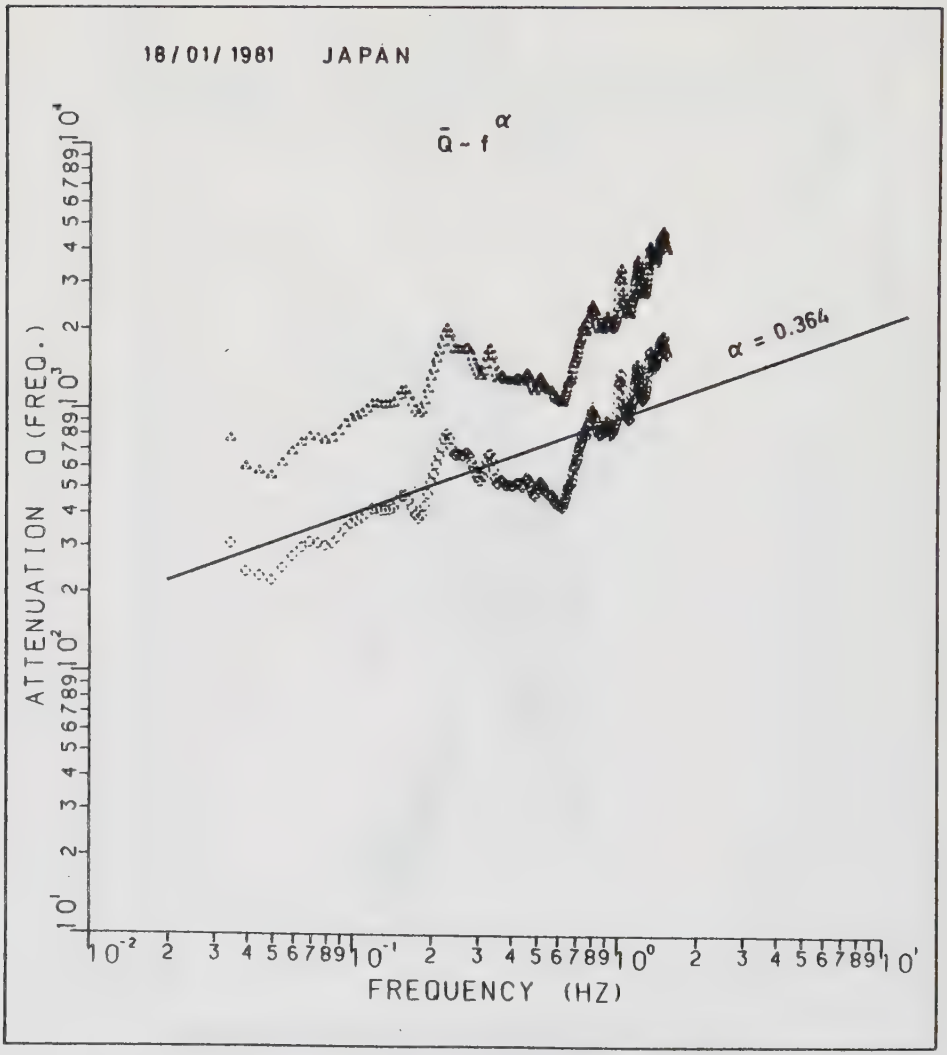

Abb.6.3.c : Die Q-Spektren für das Erdbeben Nr.16 .Das obere Spektrum ist $\bar{Q}_p(f)$ und das untere $\bar{Q}_s(f)$.

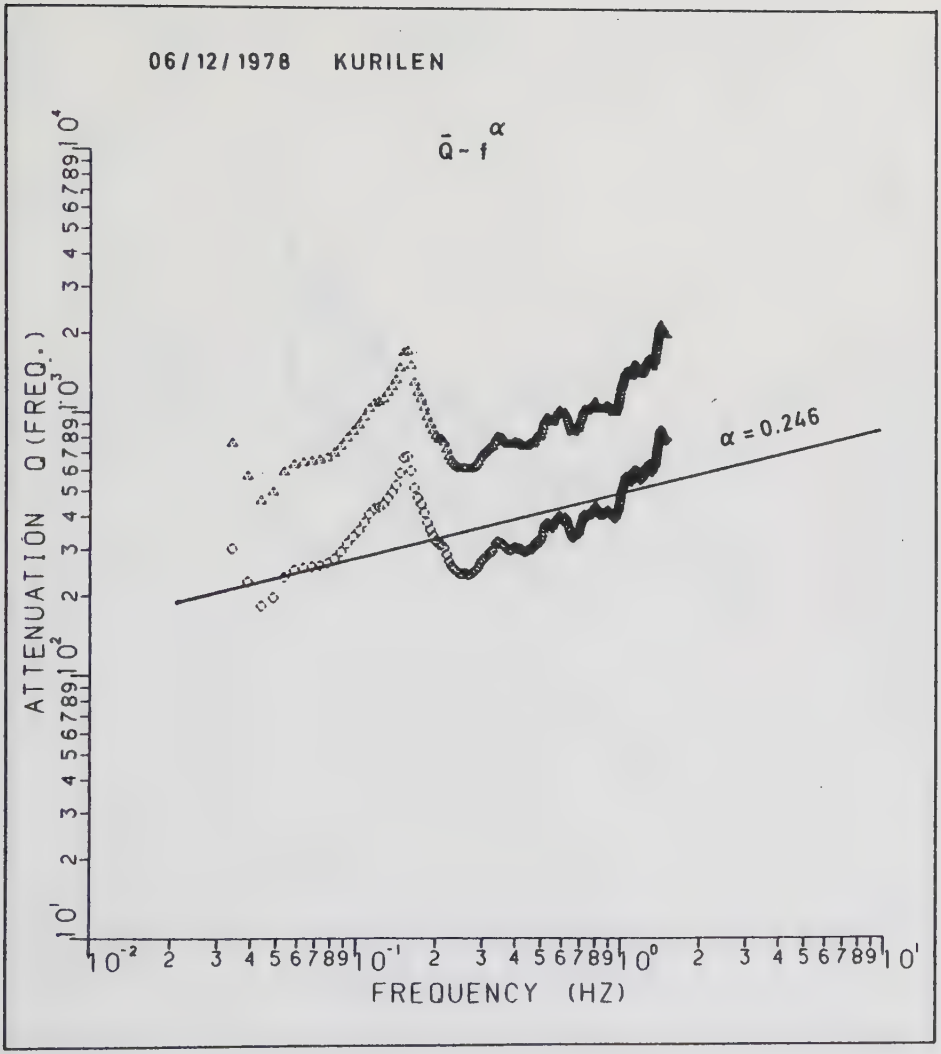

Abb.6.4 : Die Q-Spektren für das Erdbeben Nr.11.Das obere Spektrum ist $\bar{Q}_p(f)$ und das untere $\bar{Q}_s(f)$ .Die Signaldauer ist 62 sec.

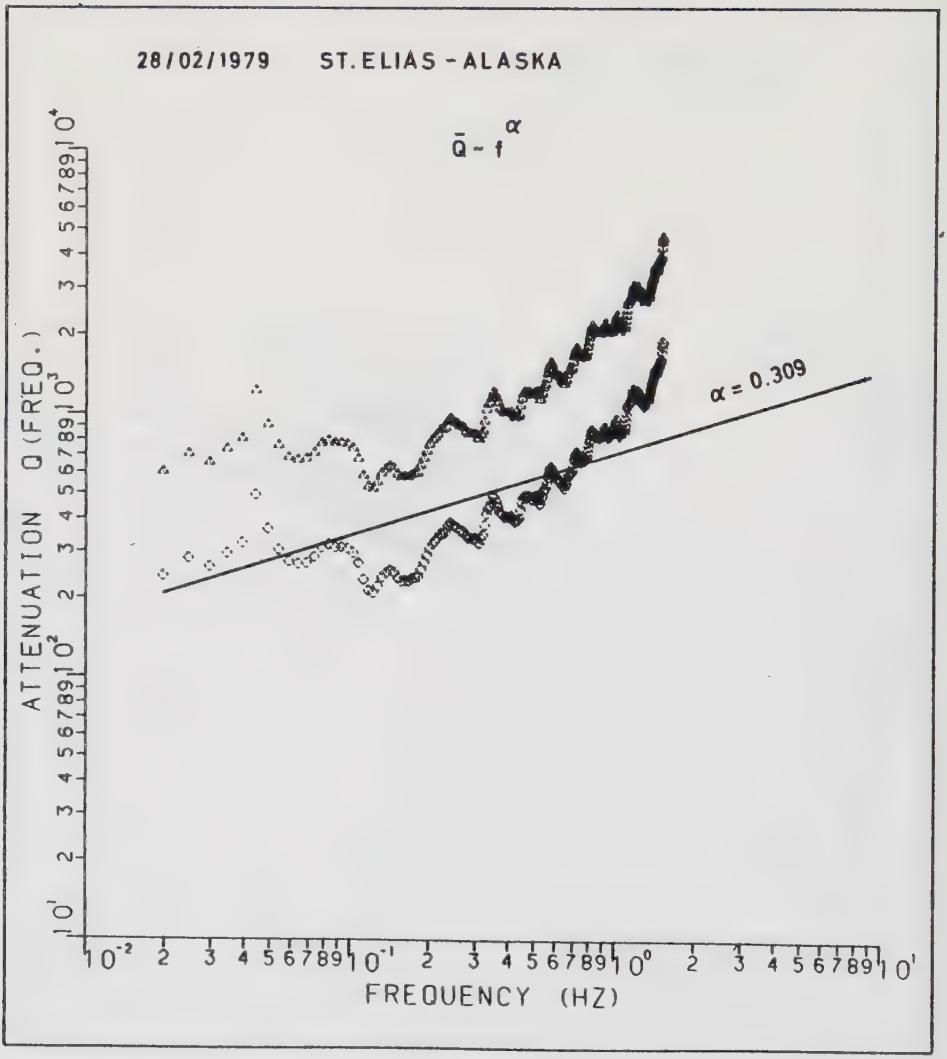

Abb.6.5 : Die Q-Spektren für das Erdbeben Nr.2 .Das obere Spektrum ist $\bar{Q}_p(f)$ und das untere $\bar{Q}_s(f)$ .Die Signaldauer ist 90 sec.

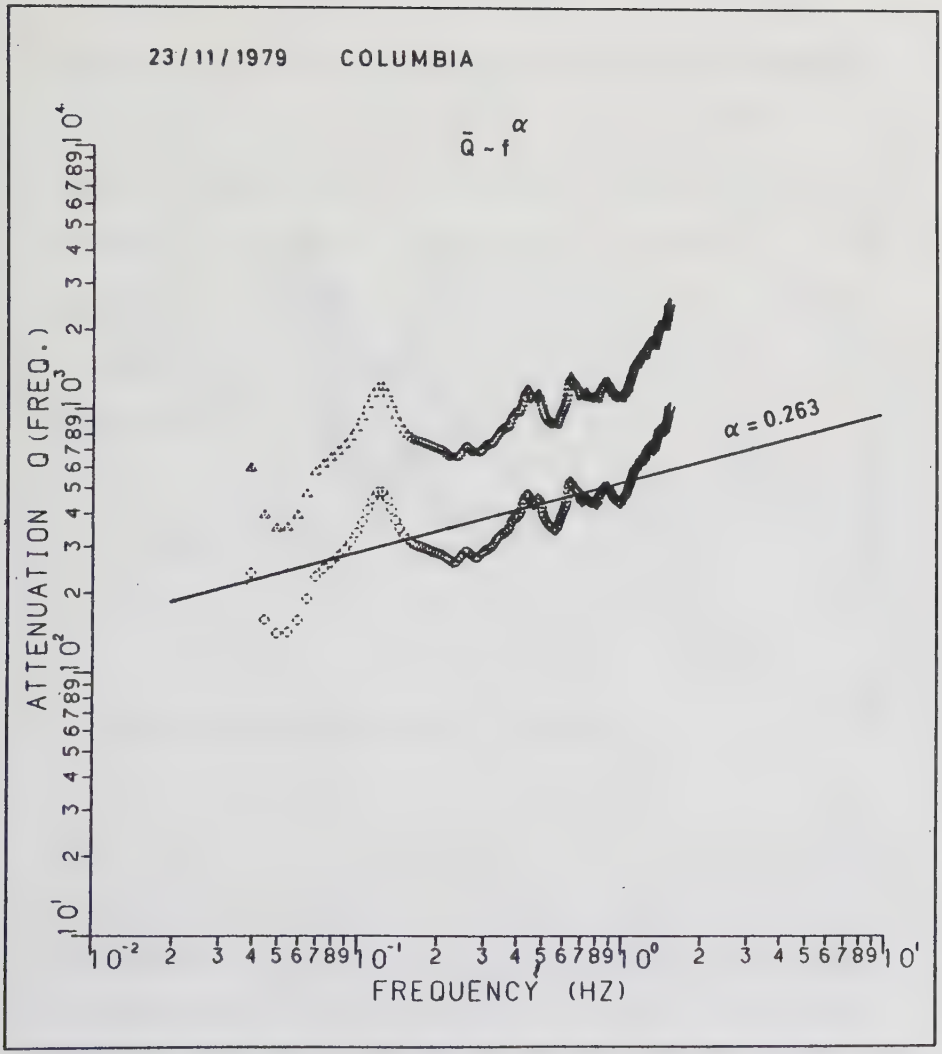

Abb.6.6 : Die Q-Spektren für das Erdbeben Nr.15.Das obere Spektrum ist $\bar{Q}_p(f)$ und das untere $\bar{Q}_s(f)$ .Die Signaldauer ist 34 sec.

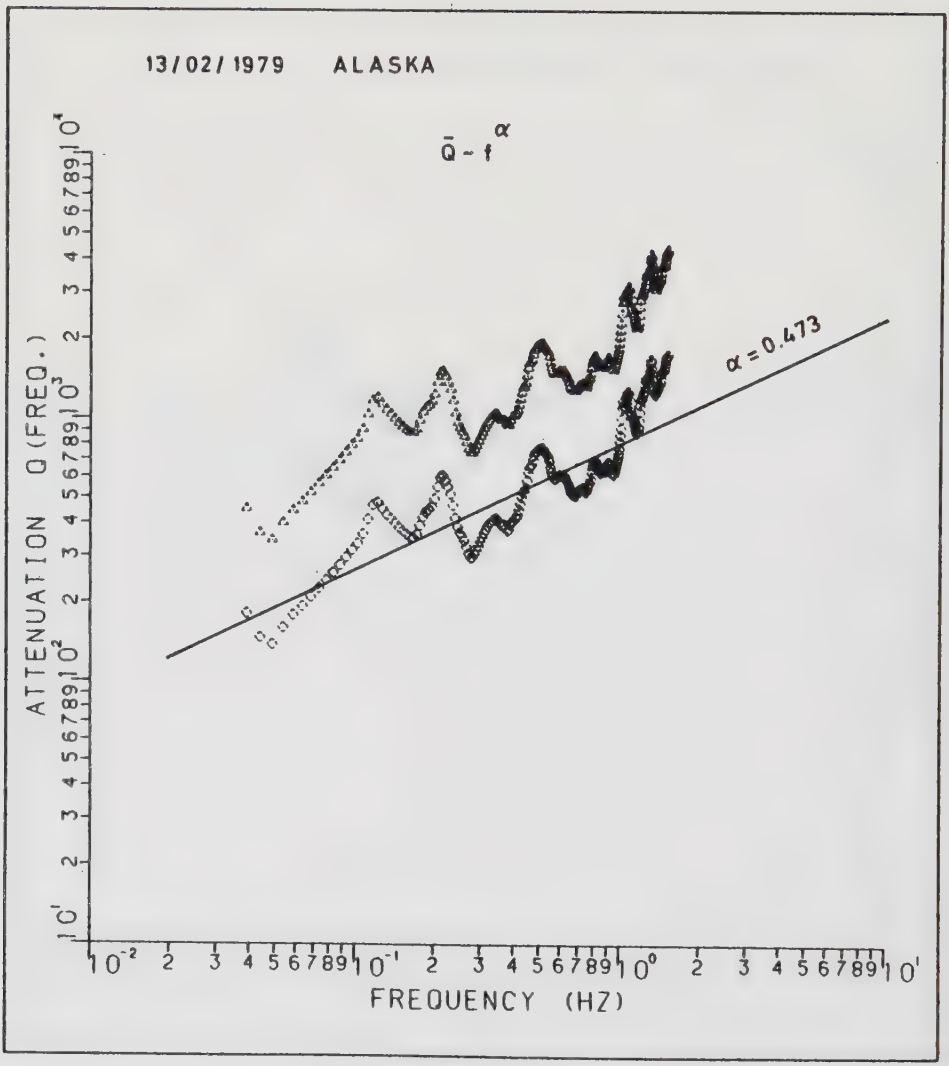

Abb.6.7 : Die Q-Spektren für das Erdbeben Nr.4 .Das obere Spektrum ist $\bar{Q}_p(f)$ und das untere $\bar{Q}_s(f)$ .Die Signaldauer ist 59 sec.

7. KRITISCHE DISKUSSION DER MÖGLICHEN FEHLEREINFLÜSSE

Wie zuvor gezeigt wurde,lassen sich alle aus den Daten ermittelten Q-Spektren durch eine Ausgleichsgerade annähern,obwohl teilweise beträchliche Abweichungen, besonders bei hohen und tiefen Frequenzen, auftreten.Es soll in diesem Abschnitt die wichtige Frage untersucht werden,wodurch Veränderungen in den Q- Spektren hervorgerufen werden und wie die Signifikanz der Ergebnisse zu beurteilen ist. Ausserdem ist der Einfluss der in Abschnitt 3.4 betrachteten Herdmodelle auf das Q-Spektren zu untersuchen.
Um eine Vorstellung über die Auswirkung dieser Einflußgrößen zu erhalten,wurden numerische Modellversuche durchgeführt,die im folgenden beschrieben werden.

7.1. GENERIERUNG SYNTHETISCHER Q-SPEKTREN

Um den Einfluß von Bodenunruhe und Zeitfenster auf das Q-Spektrum klar beurteilen zu können,haben wir zunächst semi-synthetische Signale generiert,deren Spektralverhältnis ein ideales (glattes) Q-Spektrum mit einfachem Potenzanstieg liefert.Diese Testsignale wurden dann durch Überlagerung mit Bodenunruhe bzw. Fensterfunktionen manipuliert und der Einfluß auf das Q-Spektrum betrachtet.Um ein möglichst realistische Modell-Zeit-Funktion zu haben,wurde von einem gemessenen P- Signal $p(t)$ ausgegangen.Zu diesem P-Signal wurde unter Verwendung eines idealisierten Q-Spektrums und der zugehörigen Laufzeitdispersion ein synthetisches S-Wellen-Signal generiert.Damit stand

ein Zeitfunktionspaar mit genau bekanntem Q-Spektrum zur Verfügung.

Das Verfahren zur Gewinnung des S- Signals ist in Abb.7.1 schematisch dargestellt.

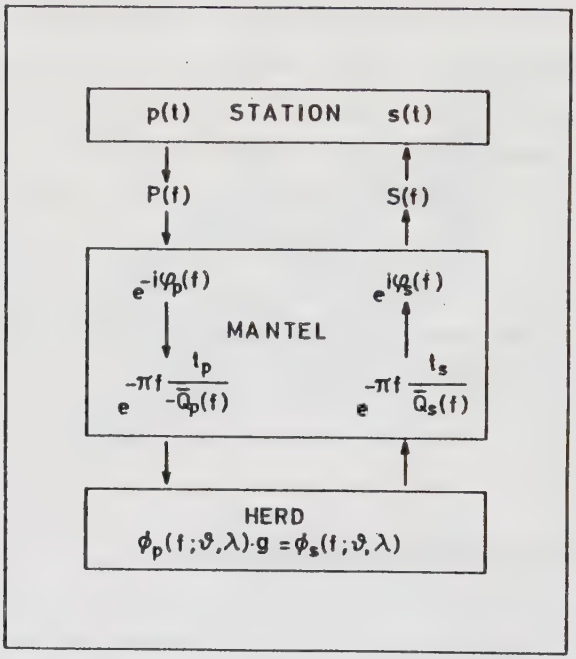

Abb.7.1 : Das Verfahren zur synthetischen Gewinnung des S-Modell-Signals (näheres siehe Text).

Hierbei bedeuten : **p(t)** vorgegebenes,registriertes P-Signal; **P(f)** Fouriertransformation des P- Signals; $\exp\left[-i\varphi_p(f)\right]$ Rückrechnung der P-Wellen-Dispersion zum Erdbebenherd ; $\exp\left[-\pi f t_p/-\bar{Q}_p(f)\right]$ Rückrechnung der P-Wellen-Absorption zum Erdbebenherd mit Modell-Absorptionsfunktion ; $\phi_s(f;\vartheta,\lambda) = g\cdot\phi_p(f;\vartheta,\lambda)$ Umrechnung des P-Wellenherdspektrums in das S-Wellenherdspektrum; $\exp\left[-\pi f t_s/\bar{Q}_s(f)\right]$ Einfluß der S-Wellen-

Absorption vom Herd zur Station für Modell-Absorptionsfunktion; $\exp[i\varphi_s(f)]$ Einfluß der S-Wellen-Dispersion vom Herd zur Station; $s(t)$ S-Wellen-Signal durch Rück-Transformation von $S(f)$.

Die mathematische Gewinnung des synthetischen S-Signals wird nun kurz beschrieben: Die komplexen Spektren der P- und S-Signale $\bar{P}(f)$ und $\bar{S}(f)$ lassen sich mit der Definition von Absorption und Dispersion darstellen als:

$$\bar{P}(f) = \phi_p(f;\vartheta,\lambda)\exp\left[-\frac{\pi f t_p}{\bar{Q}_p(f)}\right]\cdot\exp\left[i\varphi_p(f)\right] \qquad (107)$$

und

$$\bar{S}(f) = \phi_s(f;\vartheta,\lambda)\exp\left[-\frac{\pi f t_s}{\bar{Q}_s(f)}\right]\cdot\exp\left[i\varphi_s(f)\right] \qquad (108)$$

Wenn man das Verhältnis von (108) zu (107) bildet und das Quellspektrenverhältnis wie in Voraussetzung 4 (Vgl.Abschnitt 2.2) mit frequenzunabhängigem g definiert sowie die Krustendurchlassfunktion $n = 1$ setzt,so bekommt man mit $m = n\cdot g$:

$$\frac{\bar{S}(f)}{\bar{P}(f)} = m\cdot\exp\left\{\pi f\left[\frac{t_p}{\bar{Q}_p(f)} - \frac{t_s}{\bar{Q}_s(f)}\right]\right\}\cdot\exp\left\{i\left[\varphi_s(f)-\varphi_p(f)\right]\right\} \qquad (109)$$

Der Betrag von (109) entspricht Gl.(7) .Die Absorptions- und Dispersionsterme in Gl.(109) werden mit $F(f)$ und $\psi(f)$ abgekürzt.Damit ist das komplexe S-Spektrum:

$$\bar{S}(f) = \bar{P}(f)\cdot m\cdot\exp[F(f)]\cdot\exp[i\psi(f)] \qquad (110)$$

wobei $F(f)=\pi f\left[\frac{t_p}{\bar{Q}_p(f)}-\frac{t_s}{\bar{Q}_s(f)}\right]$ und $\psi(f)=\varphi_s(f)-\varphi_p(f)$ sind.

Die Gewinnung des S-Signals erfolgt mit der Fourierrücktransformation:

$$s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{S}(f) \cdot e^{+i2\pi f t} \cdot df \qquad (111)$$

Der Zusammenhang zwischen Absorption und Dispersion wurde von mehreren Autoren eingehend behandelt (z.B. bei KOLSKY,1956; FUTTERMAN,1962;LIU et al.,1976).Für ein homogenes Medium ist die Dispersionsgleichung nach KANAMORI und ANDERSON(1977):

$$\frac{c(\omega_2)}{c(\omega_1)} \approx 1 + \frac{1}{\pi \cdot Q_m} \cdot \ln\left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right) \qquad (112)$$

Wobei $c(\omega_2)$ und $c(\omega_1)$ die Phasengeschwindigkeiten bei den Frequenzen ω_2 und ω_1 sind mit $\omega_1 < \omega_2 \cdot Q_m^{-1}$ ist der Maximalwert des Absorptionsbandes $Q^{-1}(\omega)$,in dem ω_1 und ω_2 liegen müssen.Wie gewöhnlich gehen wir von der Kreisfrequenz ω zur Frequenz $f = \omega/2\pi$ über und lassen eine schwache Frequenzabhängigkeit von Q innerhalb des Absorptionsbandes zu.Für $f = \omega_2/2\pi$ und $f_o = \omega_1/2\pi$ gilt dann die Beziehung:

$$c(f) \approx c_o(f) \cdot \left[1 + \frac{1}{\pi \cdot Q(f)} \cdot \ln\left(\frac{f}{f_o}\right)\right] \qquad (113)$$

Eine ebene Welle mit Dispersion läßt sich schreiben als:

$$u(f,x,t) = u_o \cdot \exp\left\{i2\pi f\left[t - \frac{x}{c(f)} + \frac{\varphi_o}{2\pi f}\right]\right\} \qquad (114)$$

Setzt man $c(f)$ aus (113) in (114) ein,so erhält man für $\varphi_o = 0$:

$$u(f,x,t) = u_o \cdot e^{i2\pi f\left\{t - \frac{x}{c_o(f)\cdot\left[1+\frac{1}{\pi Q(f)}\cdot\ln\left(\frac{f}{f_o}\right)\right]}\right\}} \qquad (115)$$

Daher ist der Dispersionsterm (die Phase) aus (115):

$$\varphi(f) = 2\pi f\left\{t - \frac{x}{c_o(f)\left[1+\frac{1}{\pi Q(f)}\cdot\ln(\frac{f}{f_o})\right]}\right\} \qquad (116)$$

Die Beziehung (116) kann für P- und S-Wellen mit den Annahmen:

x = Strahllänge = $x_p \approx x_s$,

$c_o(f) \approx \frac{x}{t}$ = mittlere Wellengeschwindigkeit v_p bzw. v_s,

$Q(f) \approx \bar{Q}(f)$ = mittlere Q-Werte $\bar{Q}_p(f)$ bzw. $\bar{Q}_s(f)$

geschrieben werden.

$$\varphi_p(f) = 2\pi f\left\{t_p - \frac{x}{v_p\left[1+\frac{1}{\pi\bar{Q}_p(f)}\cdot\ln(\frac{f}{f_o})\right]}\right\} \qquad (117)$$

und

$$\varphi_s(f) = 2\pi f\left\{t_s - \frac{x}{v_s\left[1+\frac{1}{\pi\bar{Q}_s(f)}\cdot\ln(\frac{f}{f_o})\right]}\right\} \qquad (118)$$

Für f_o=1 Hz ergibt $\ln f_o$=0 .Die in Gl.(110) auftretende Funktion $\psi(f) = \varphi_s(f) - \varphi_p(f)$ ist daher:

$$\psi(f) = 2\pi f\left\{(t_s-t_p)+\left[\frac{t_p}{1+\frac{\ln f}{\pi\bar{Q}_p(f)}} - \frac{t_s}{1+\frac{\ln f}{\pi\bar{Q}_s(f)}}\right]\right\} \qquad (119)$$

und die Funktion $F(f)$ in Gl.(110) war:

$$F(f) = \pi f \left[\frac{t_p}{\bar{Q}_p(f)} - \frac{t_s}{\bar{Q}_s(f)} \right] \qquad (120)$$

Mit der Berechnung von (119) und (120) unter der Modellvoraussetzung $\bar{Q}_p(f) = A \cdot f^{\alpha}$ und $\bar{Q}_s(f) = B \cdot f^{\alpha}$ wird das synthetische S-Signal mit Hilfe von Gl. (110) und (111) berechnet. Die für dieses Verfahren benötigten Werte t_p, t_s, m, A, B und α werden für ein ausgewähltes Ereignis bestimmt.Die Laufzeiten t_p und t_s werden aus den Laufzeitkurven (Abb.4.3) abgelesen, m wird nach Gl.(12) bzw. (13) empirisch bestimmt und A,B und α ergeben sich aus den Ausgleichsgeraden der Q-Spektren entnommen.Natürlich hätte man für A,B und α auch irgendwelche weniger realistischen Annahmen machen können.

Das mit diesem Verfahren gewonnene S- Signal wird nicht wie das beobachtete S-Signal aussehen,weil idealisierte Annahmen gemacht wurden.Als Ausgangsdaten für diese Modellrechnung wurde das Ereignis Nr.12 ausgewählt,weil für dieses Ereignis die Bodenunruhe des P-Signals klein ist. Außerdem bleiben die späteren Phasen ausserhalb des ausgewählten 47 sec langen Zeitfensters,das heißt,daß es ein reines P-Signal und keine gemischte Signalgruppe ist. A=1345, B=565 und α=0.276 wurden der Auswertung der Originalseismogramme entnommen (siehe Abb. 6.2.c).Der m-Wert ergab sich empirisch zu m=10.86 .

Das mit diesem Verfahren berechnete synthetische S- Signal wird gemeinsam mit dem beobachteten P-Signal in Abb.7.2 dargestellt. Bildet man aus diesen semi-synthetischen Seismogrammen nach der besprochenen Methode die Q- Spektren, so müßten diese natürlich den in das Modell hineingesteckten Voraussetzungen entsprechen.Das heißt, es müßte sich wieder die Steigung 0.276 ergeben (siehe Abb.7.2 unten). Die gering-

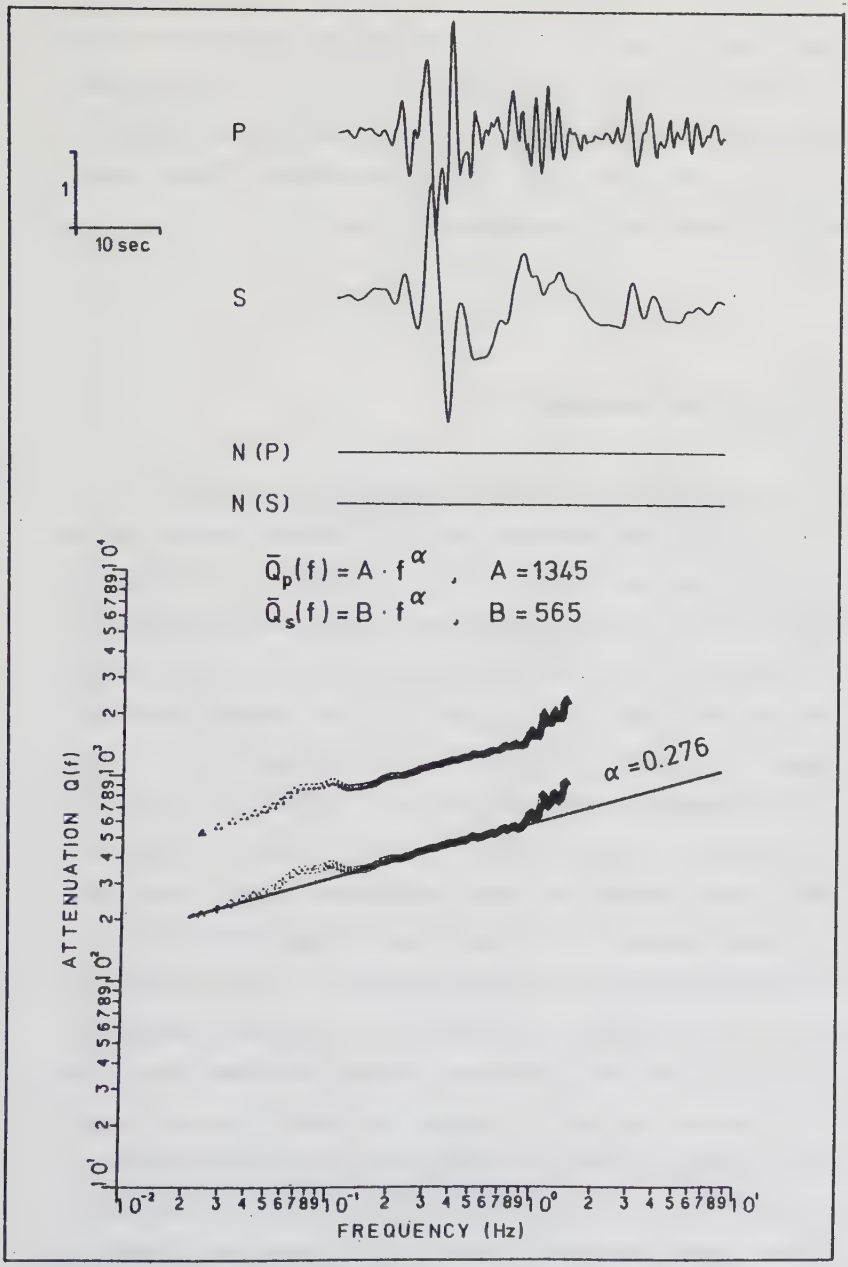

Abb.7.2 : Semi-synthetische Signale ohne Rauschen (oben) und die entsprechende Q-Spektren (unten) (siehe Text).

fügigen Abweichungen bei hohen Frequenzen sind hier durch die Benutzung eines Rechteckfensters und nicht genügende Glättung der Signal-Spektren vor der Verhältnisbildung bedingt.Die Abweichungen bei tiefen Frequenzen sind (wahrscheinlich) durch die Fensterlänge verursacht.

7.2. EINFLUSS DER BODENUNRUHE

Jetzt wollen wir diese semi-synthetischen Signale mit künstlich berechnetem Rauschen überlagern,um dessen Effekt auf die Q-Spektren zu sehen. Deshalb wurden die Pseude-Zufallszahlen mit einem Rausch-Generator berechnet.Das weisse Rauschen ist weiß in Bezug auf die Schwinggeschwindigkeit.Dieses Rauschen ist für das P-Signal mit N(P) bzw. für das S-Signal mit N(S) bezeichnet und in Abb.7.3 dargestellt. Aus den Signalen, die mit diesem Rauschen überlagert wurden, wurden die Q-Spektren nochmal berechnet (siehe Abb.7.3). Die Q-Spektren zeigen einen deutlichen Anstieg bei hohen Frequenzen,jedoch läßt sich die mittlere Steigung 0.276 noch ohne Schwierigkeit erkennen. Um ein farbiges Rauschen zu bekommen,wurde dieses weisse Rauschen mit einem "Minimum-Phase-Wavelet" (T_o=5 sec) gefaltet. Das mit dieser Faltung gewonnene farbige Rauschen wurde für P- und S-Signale in Abb.7.4 gezeigt.In diesem Beispiel wurde ein Rausch-Signal mit einer Vorzugsfrequenz von 0.2 Hz überlagert.Dies prägt sich deutlich in den Q-Spektren aus,ermöglicht aber immer noch die Ermittlung der mittlere Steigung von 0.276 .Grundsätzlich ist also ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis wünschenswert.

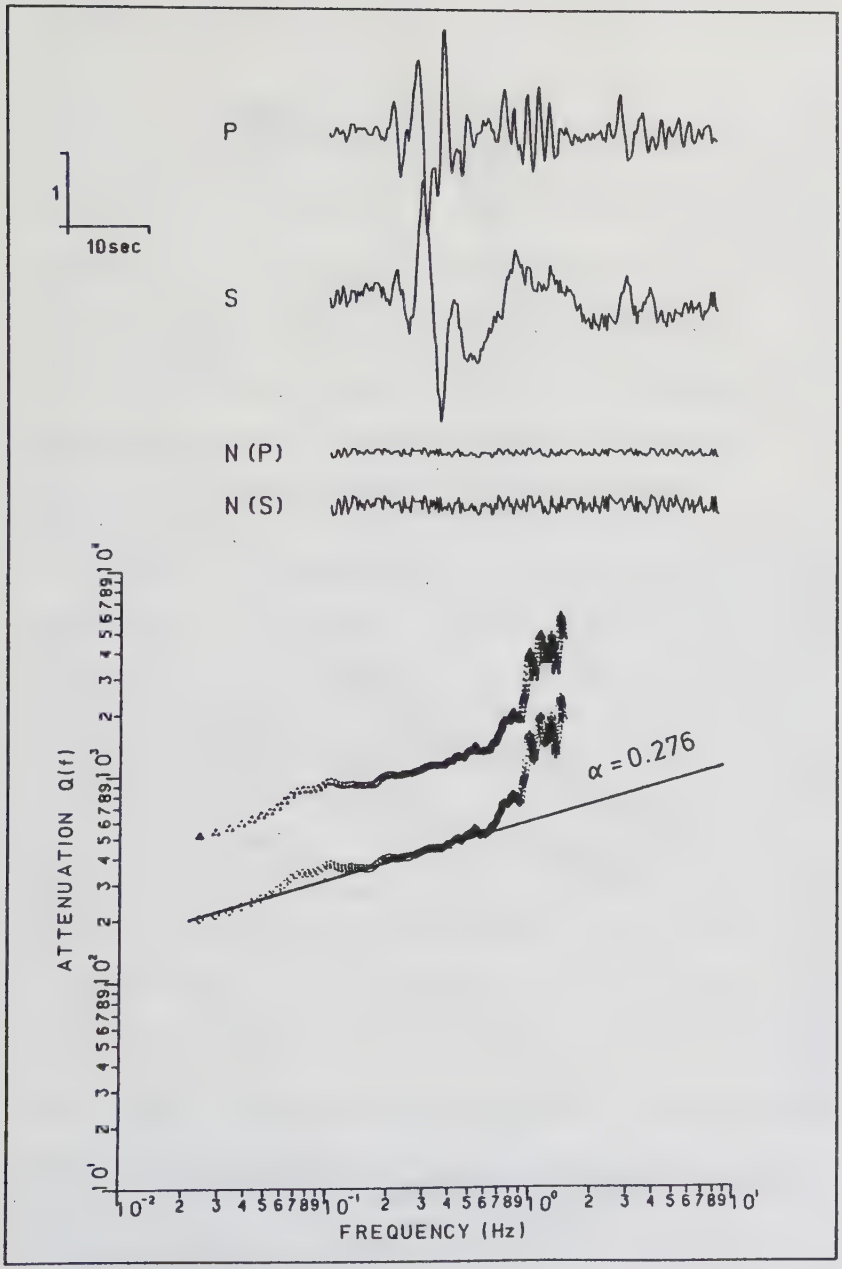

Abb.7.3 : Semi-synthetische Signale mit weissem Rauschen(oben) und die entsprechende Q-Spektren(unten)(siehe Text).

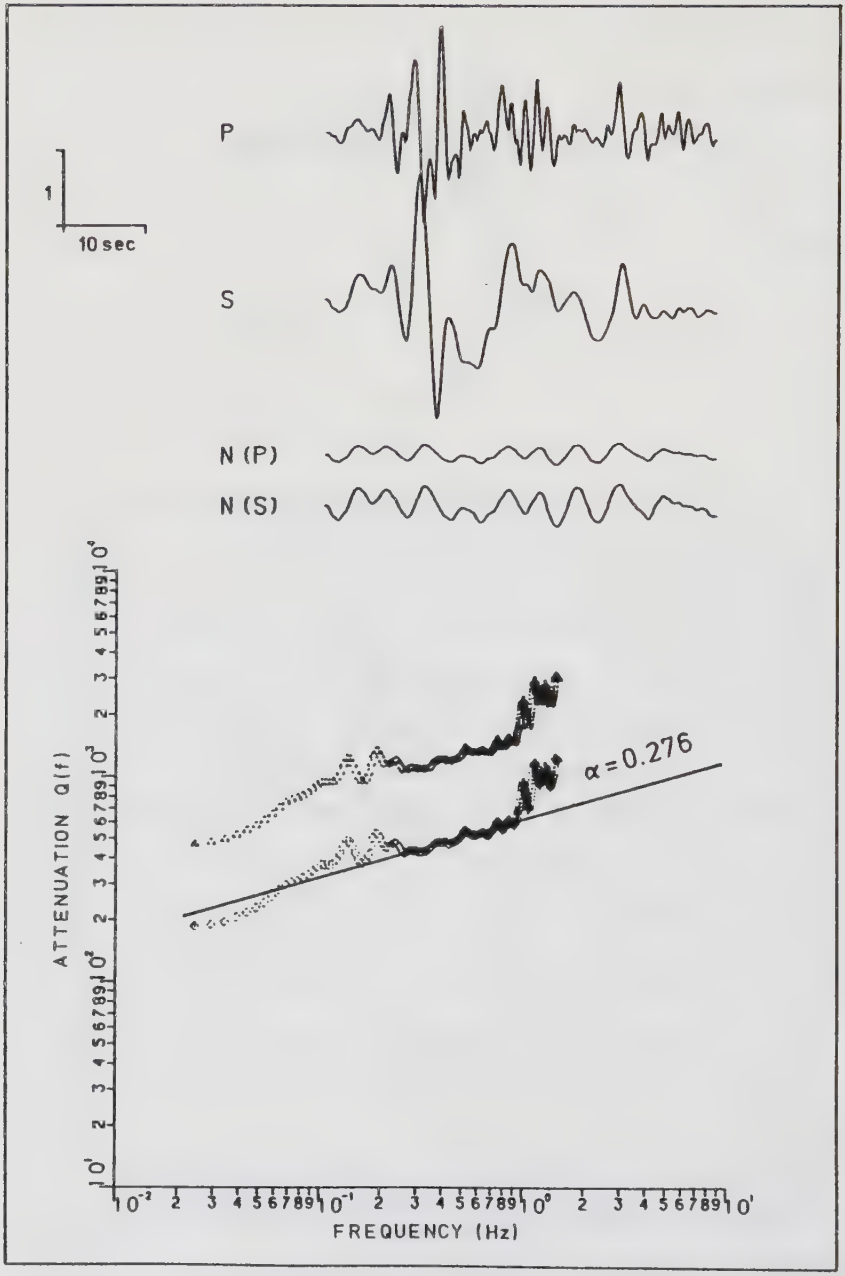

Abb.7.4 : Semi-synthetische Signale mit farbigem Rauschen(oben) und die entsprechende Q-Spektren(unten) (siehe Text).

7.3. EINFLUSS DES ZEITFENSTERS

Der Einfluß der Zeitfensterlänge auf die Q-Spektren wurde an mehreren Beispielen untersucht. Eines davon wird in Abb.7.5 demonstriert,wobei tatsächliche Seismogramme zugrunde liegen. Mit Änderung der Fensterlänge taucht die Frage auf, ob damit nachfolgende (spätere) Phasen einbezogen werden oder nicht. Die Fensterlänge in Abb.7.5.a ist 34 sec (das Fenster enthält nur P- bzw. S-Phase),in Abb.7.5.b ist die Fensterlänge 86 sec (pP und PcP bzw. sS und ScS sind zusätzlich einbezogen). Das Fenster ist in beiden Fällen ein Rechteckfenster.
Die entsprechenden Q-Spektren der Abb.7.5 enthalten in beiden Fällen eine Ausgleichsgerade mit der Steigung 0.263.Einbeziehung der nachfolgenden schwächeren Phasen verändert die Q-Spektren also nur unwesentlich (etwas stärkere Oszillationen um eine gleichbleibende Ausgleichsgerade)(Vgl.Abschnitt 4.1.2).Die Stärke der Oszillation wurde in Abschnitt 4.1.2 theoretisch untersucht und in Abb.4.4 dargestellt.
Sie ist im übrigen von derselben Größenordnung wie andere Stör- bzw. Fehlereinflüsse auf die Q-Bestimmung,etwa Rauschen oder frequenzabhängiges Quellspektrenverhältnis **q(f)** (Vgl.Abb. 7.4 und Abb.7.14).Wie die Q-Spektren in Abb.7.5.a und Abb. 7.5.b zeigen,bleibt der Grundcharakter des Q-Spektrums also erhalten.Der Einfluß der Zeitfensterform auf Q-Spektren wurden ebenfalls untersucht und in Abb.7.6.a,b,c für semi-synthetische Daten (siehe Abschnitt 7.1),und in Abb.7.7.a,b,c für beobachtete Daten dargestellt. Die untersuchten Zeitfenster sind:Rechteckfenster,Cosinus-Fenster und eine Kombination von Rechteck- und Cosinus-Fenster (das Cosinus-Fenster überdeckt bei dieser Kombination nur die letzten 10 sec).

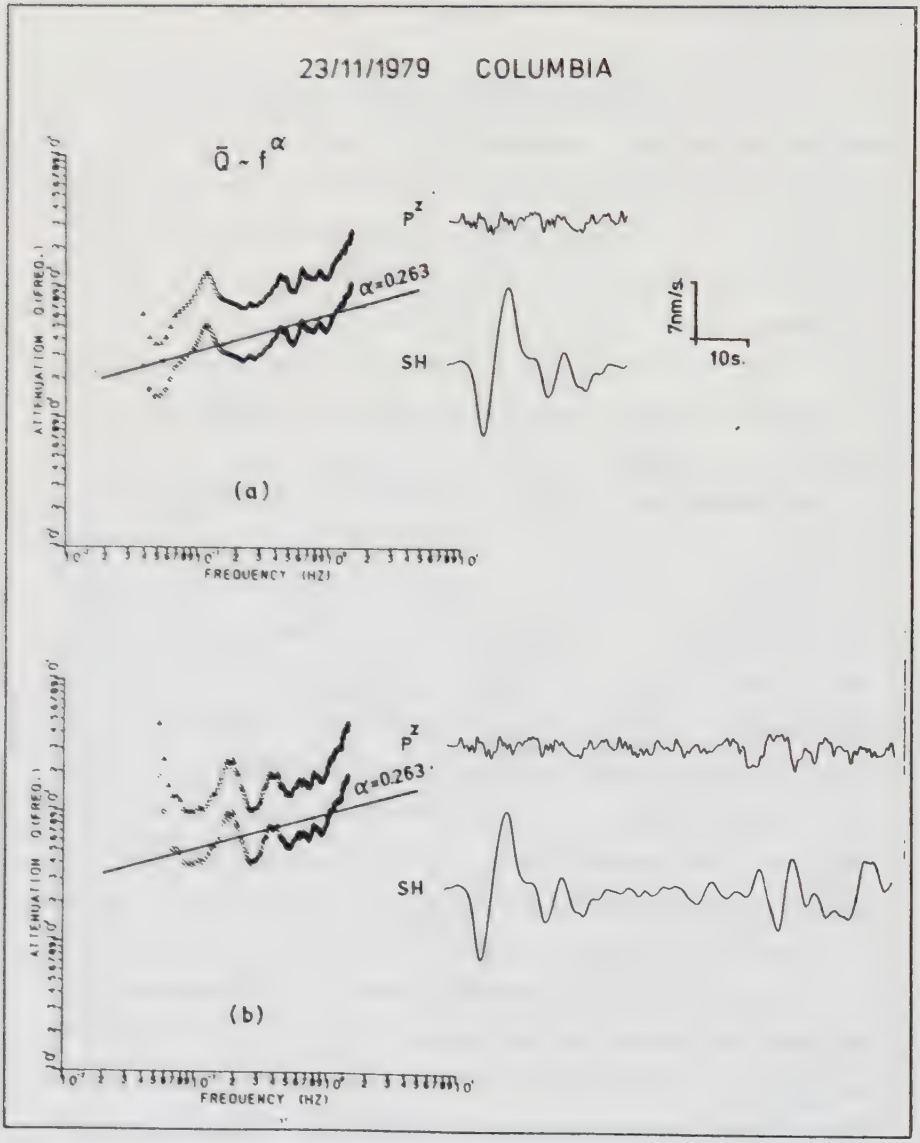

Abb.7.5 : Einfluß längere Zeitreihen und damit Einbeziehung späterer Phasen auf die Q-Spektren. a) T = 34 sec, b) T = 86 sec.

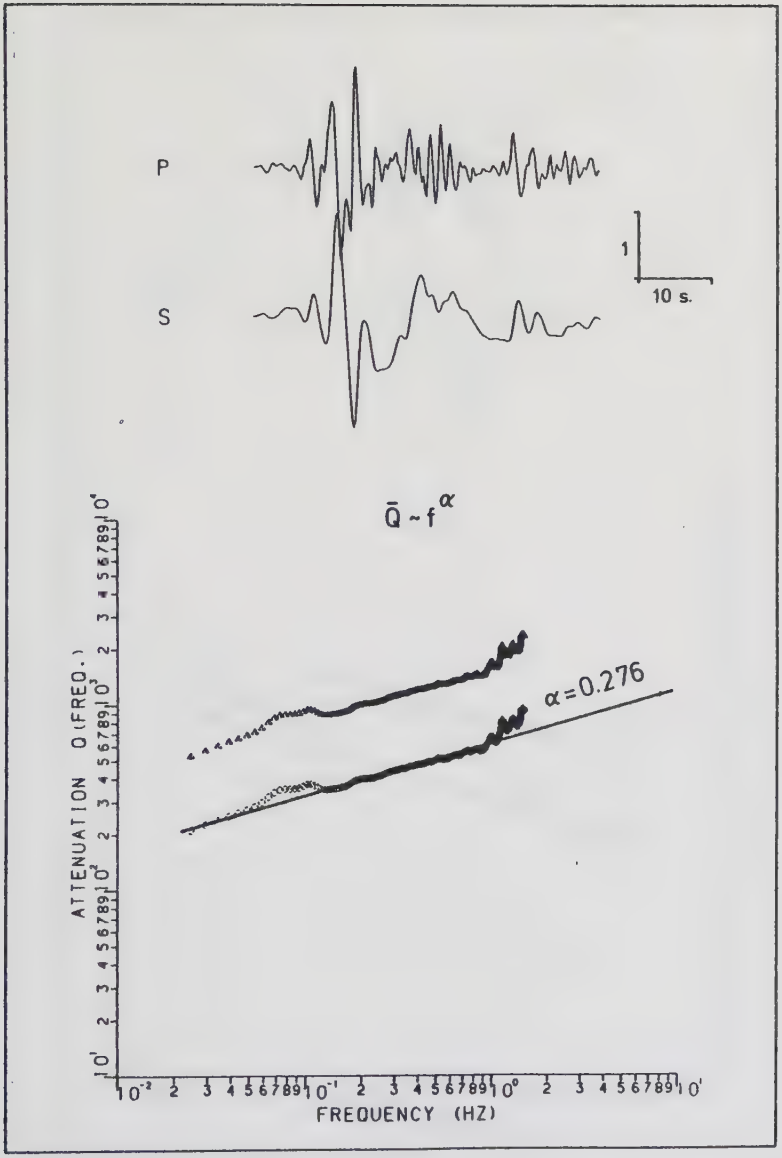

Abb.7.6.a : Einfluß verschiedener Fensterformen auf die Q-Spektren mit semi-synthetischen Daten :Rechteckfenster.

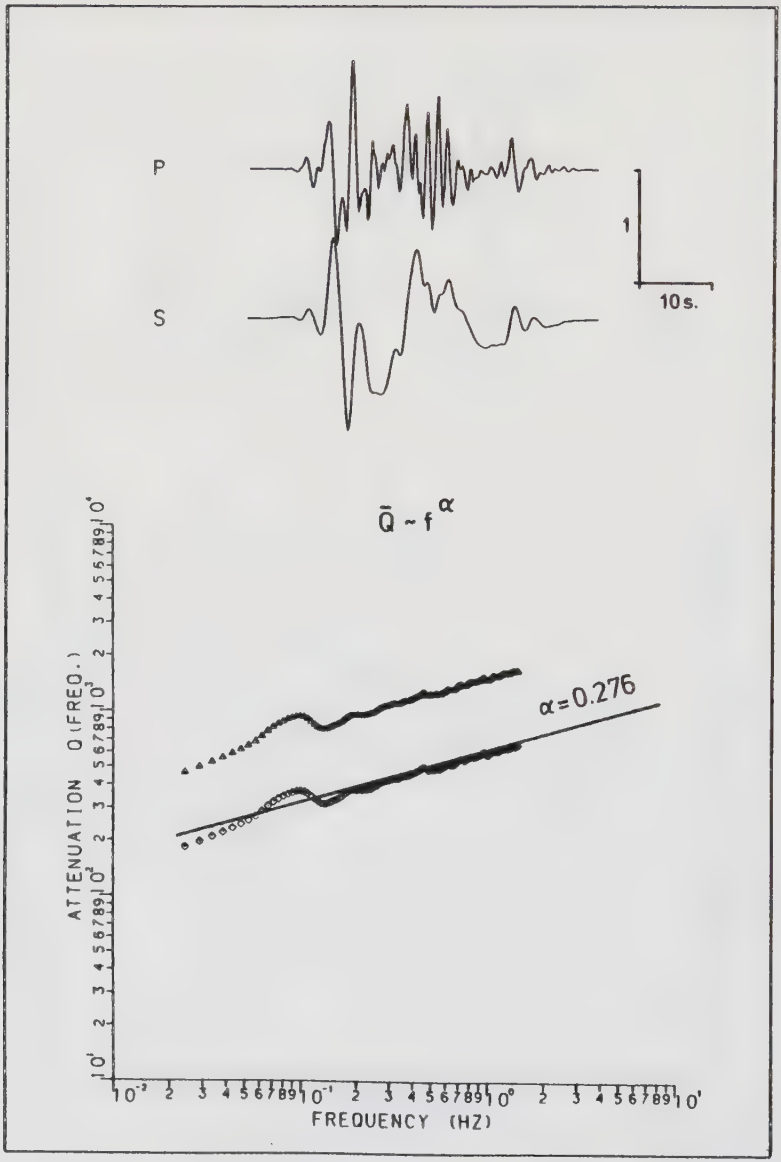

Abb.7.6.b : Einfluß verschiedener Fensterformen auf die Q-Spektren mit semi-synthetischen Daten : Cosinusfenster.

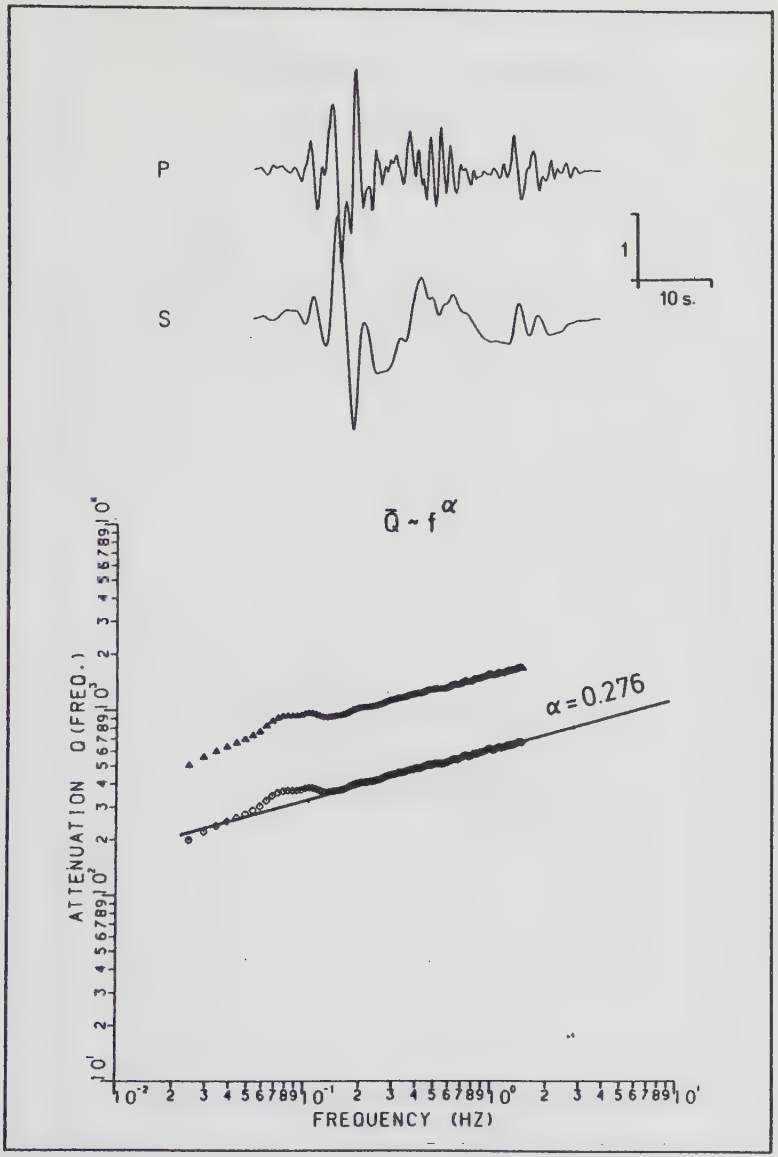

Abb.7.6.c : Einfluß verschiedener Fensterformen auf die Q-Spektren mit semi-synthetischen Daten :Eine Kombination von Rechteckfenster und Cosinusfenster.

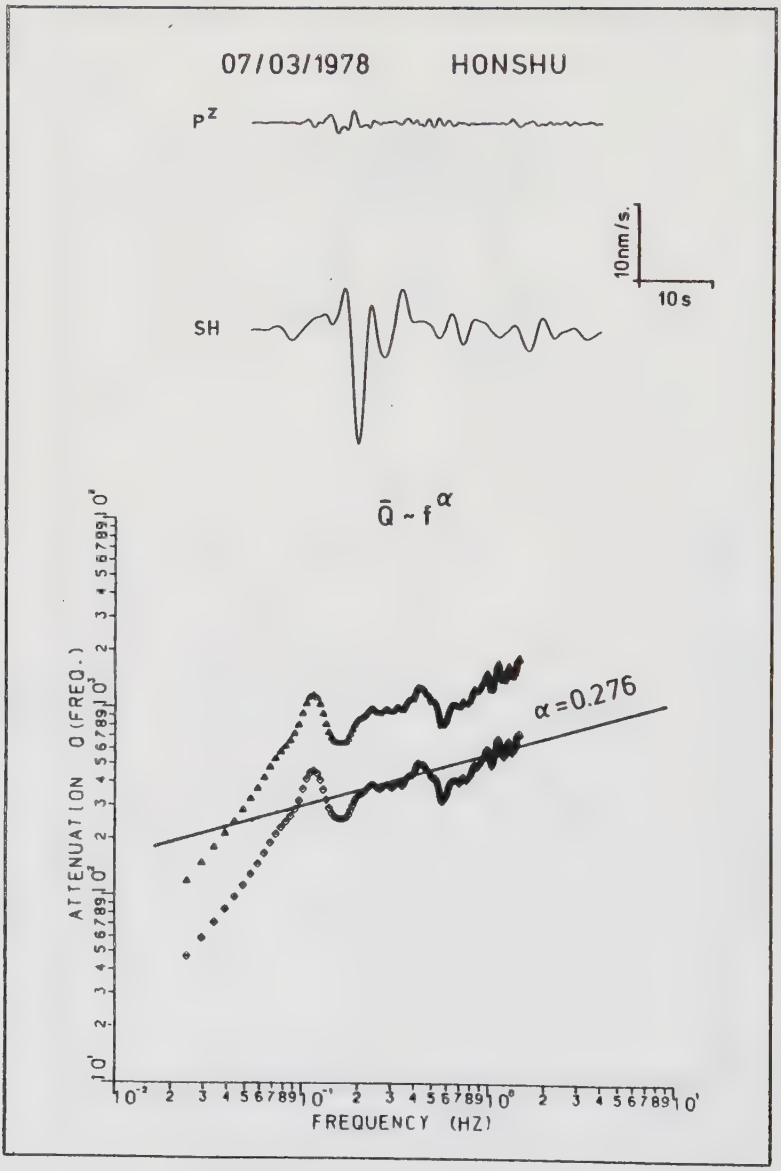

Abb.7.7.a : Einfluß verschiedener Fensterformen auf die Q-Spektren mit beobachteten Daten (Ereignis Nr.12):Rechteckfenster.

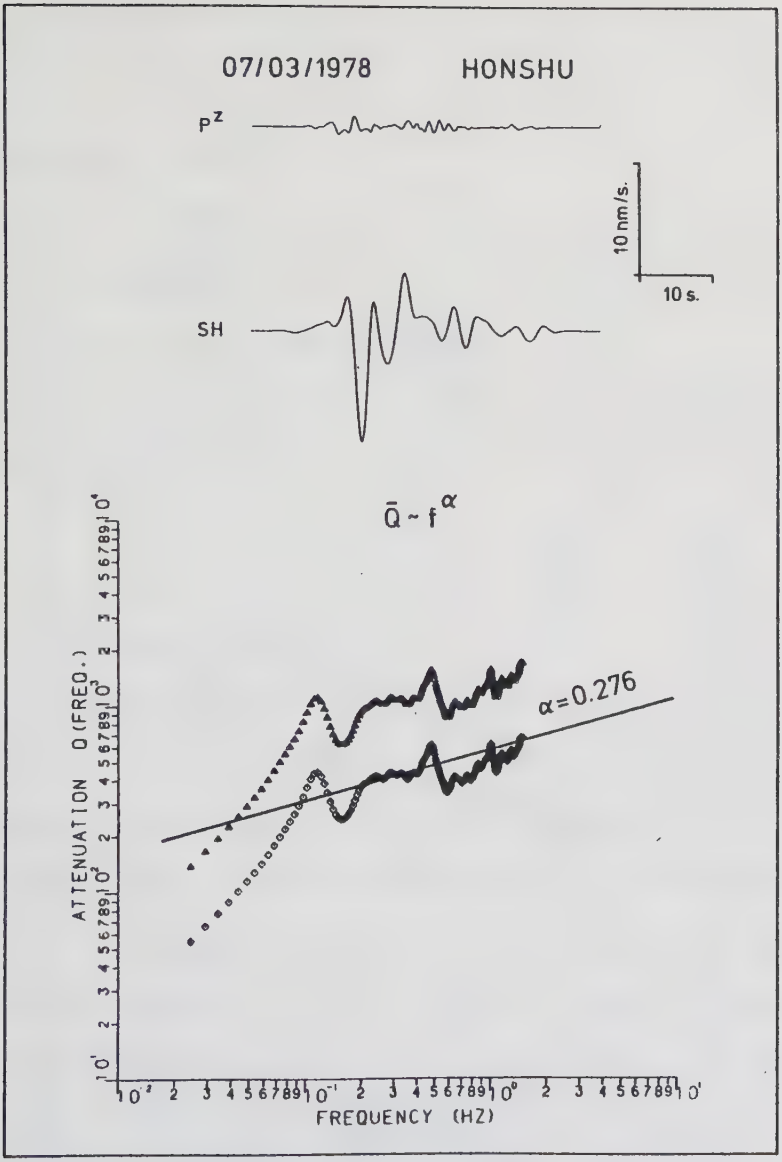

Abb.7.7.b : Einfluß verschiedener Fensterformen auf die Q-Spektren mit beobachteten Daten (Ereignis Nr.12): Cosinusfenster.

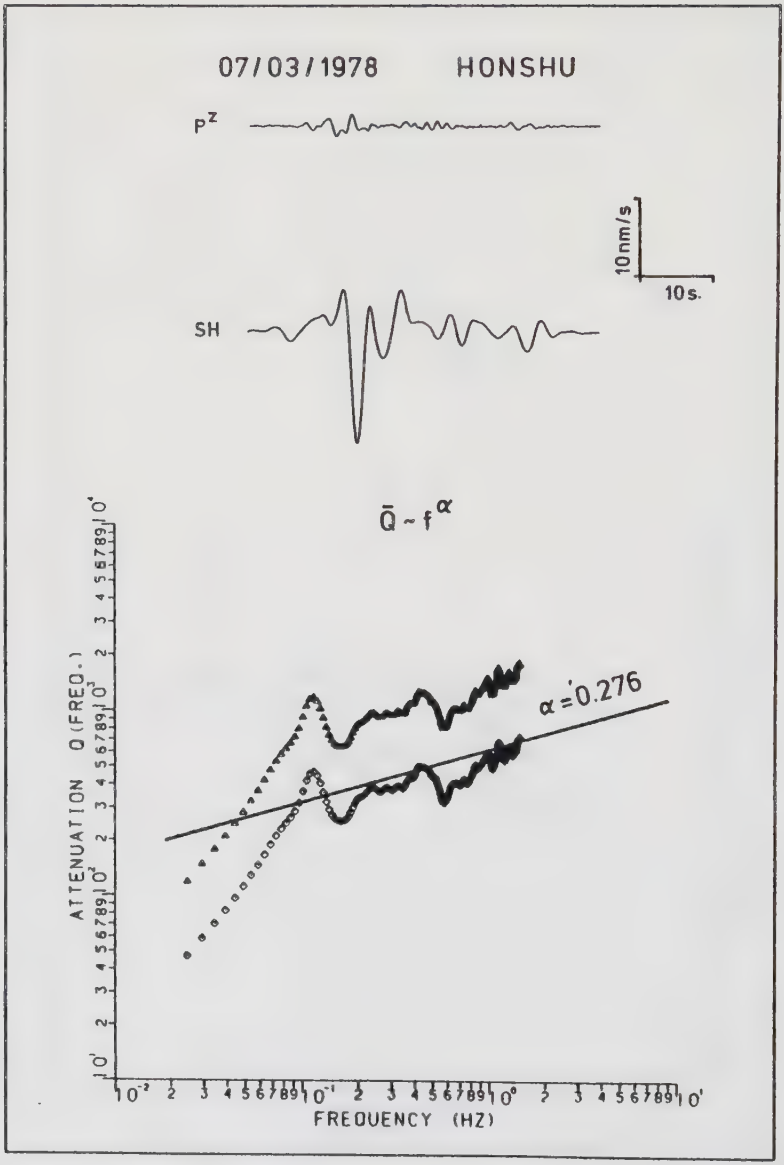

Abb.7.7.c : Einfluß verschiedener Fensterformen auf die Q-Spektren mit beobachteten Daten (Ereignis Nr.12) : Eine Kombination von Rechteckfenster und Cosinusfenster.

Beim Vergleich der Q-Spektren von Abb.7.6.a,b,c wird deutlich, daß das Cosinus- Fenster und die Kombination mit dem Rechteckfenster,die Oszillationen am hochfrequenten Ende des Q-Spektrums unterdrückt.
Zum Cosinus-Fenster ist zu sagen, daß es das Signal deutlich verändert (siehe Abb.7.6.b und Abb.7.7.b) und somit eigentlich nicht zu empfehlen ist. Trotzdem bleiben auch hier die Q-Spektren im wesentlichen unverändert.
Insgesamt kann also festgelegt werden,daß die Wahl des Zeitfensters keinen bedeutenden Einfluß auf den Verlauf der Q-Spektren hatte.

7.4. ANDERE STÖREINFLÜSSE

Wie in den Abschnitten 7.2,7.3 und 7.5 zu sehen ist,können die Maxima und Minima der Q-Spektren durch Rauschen,durch Einbeziehung späterer Phasen und durch das Quellspektrenverhältnis bedingt sein.Alle diese Effekte sind mit unterschiedlicher Stärke beteiligt.
Die Vernachlässigung der Krusten-Übertragungsfunktionen könnte ebenfalls verantwortlich sein. Es wurde angenommen,daß diese Funktionen im statistischen Mittel konstant sind. Dies wird oft als zulässige Näherung angesehen.Wenn aber z.B. ein Maximum in der P-Übertragungsfunktion (W_p) auf ein Minimum in S (U_s) trifft und so den Quotienten beeinflußt, sind auch Auswirkungen auf das Q-Spektrum zu erwarten (Vgl.Abschnitt 3.2). Die Amplitudenspektren wurden vor der Verhältnisbildung geglättet,wie in Abschnitt 5.3 beschrieben wurde. In Abb.7.8

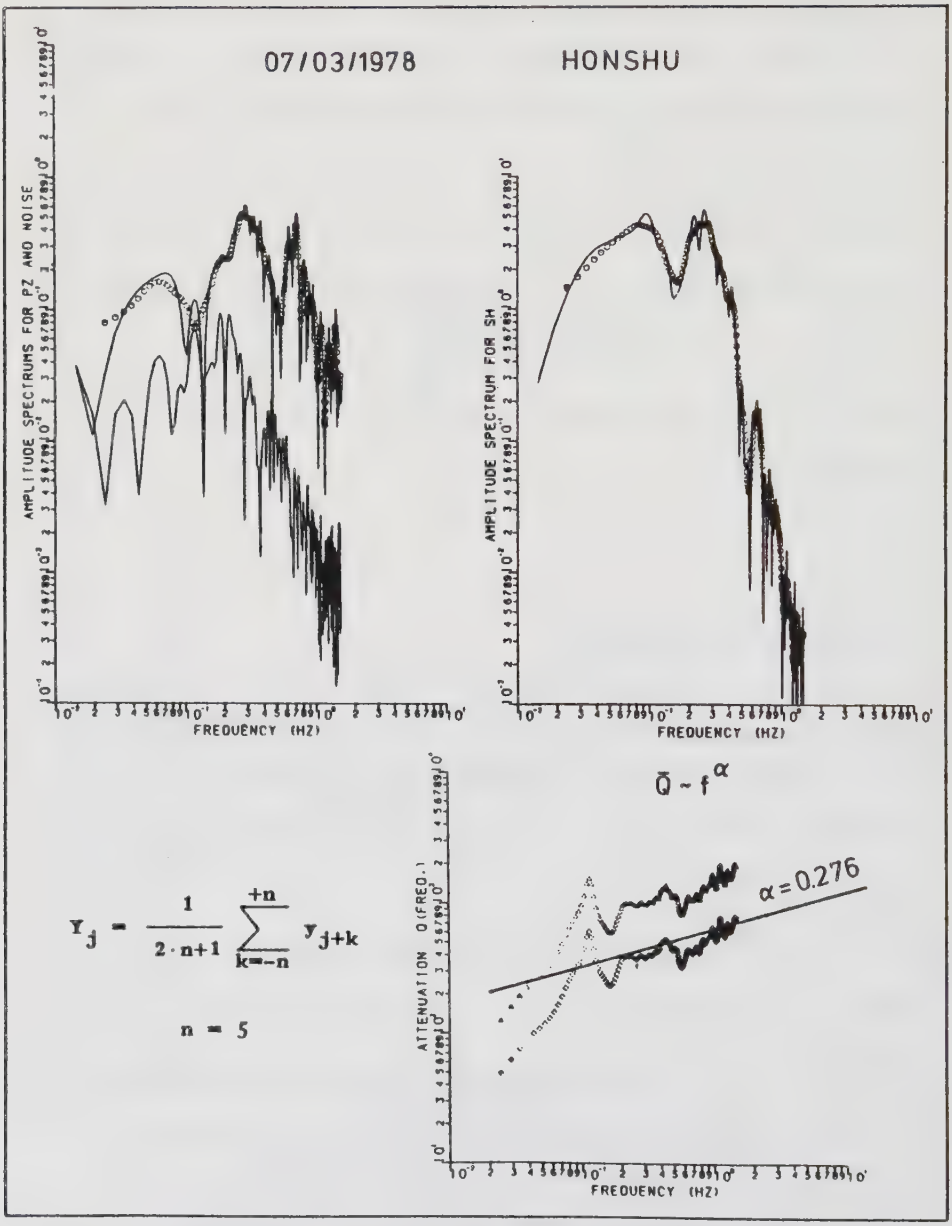

Abb.7.8 : Amplitudenspektrum (HONSHU,07.03.1978) von P^Z und Noise (a), SH (b) und die entsprechende Q-Spektren (c) mit Glättungsintervall für n=5 (2n+1=11).

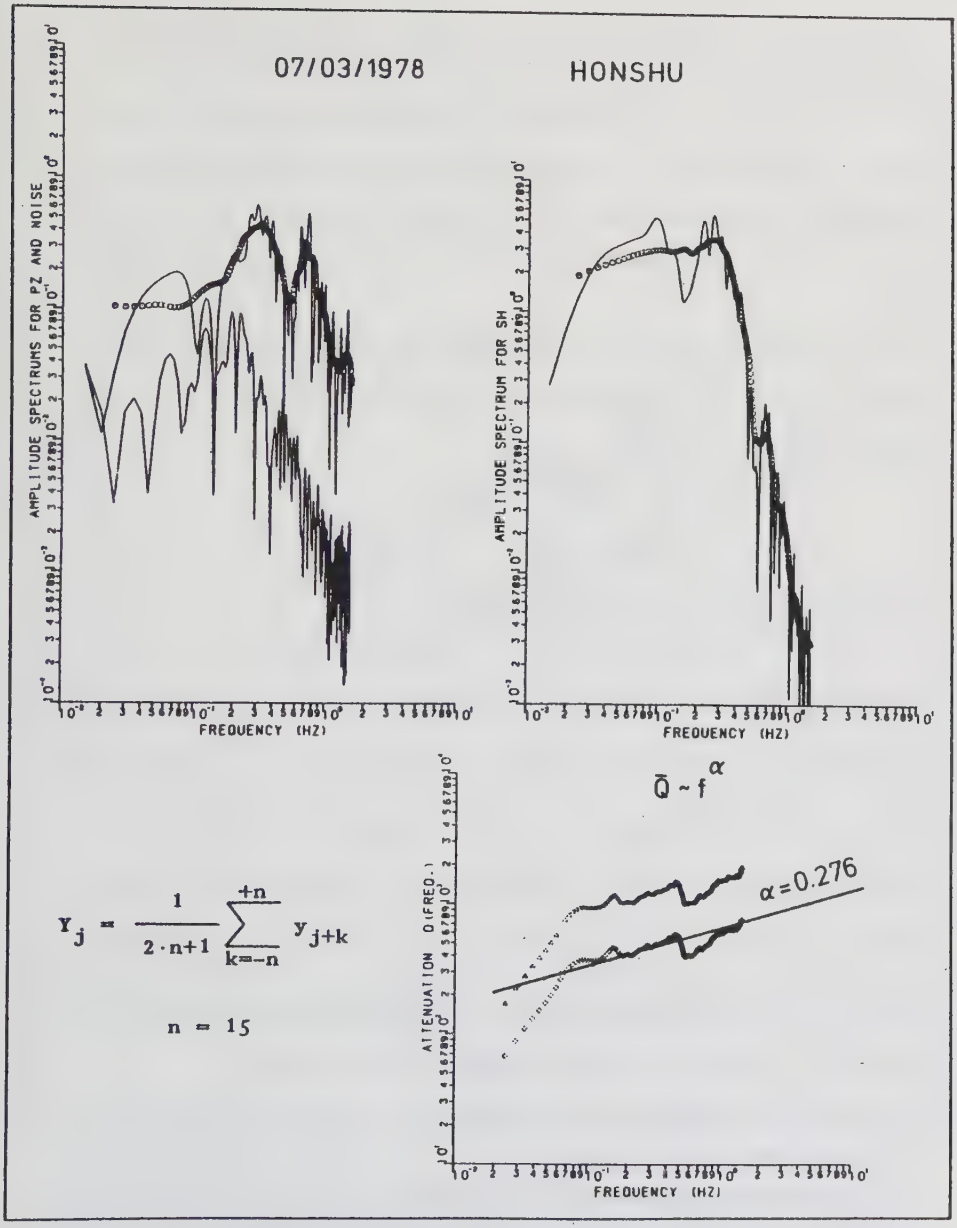

Abb.7.9 : Amplitudenspektrum (HONSHU,07.03.1978) von P^Z und Noise (a), SH (b) und die entsprechende Q-Spektren (c) mit Glättungsintervall für n=15 (2n+1=31).

wurde das Mittelungsintervall (Glättungsintervall) für die Glättung n=5 (2n+1=11) und in Abb.7.9 n=15 (2n+1=31) ausgewählt.Die Glättung hat,besonders bei tiefen Frequenzen,einen starken Einfluß auf die Q-Spektren.Dennoch bleibt bei den verschiedenen Glättungslängen (Mittelungsintervall) die Steigung und damit der Grundcharakter der Q-Spektren erhalten (Vgl. Abb.7.8 und Abb.7.9).
Bei der Seismogrammanalyse wurde das Glättungsintervall aus Gründen der Vergleichbarkeit in allen Fällen n=7,also (2n+1= 15) gewählt.

7.5. EINFLUSS DES QUELLSPEKTRUMS

In einigen Q-Spektren treten auffallende hohe Werte bei tiefen Frequenzen auf (siehe Abb.7.10 und Abb.7.11). Die Vermutung liegt nahe,daß dies ein Effekt des Quellspektrums sein könnte,daß die in Abschnitt 3.4.4 erwähnte drastische Frequenzabhängigkeit von q tatsächlich doch auftritt.Wie in Gleichungen (8) bzw. (9) zu sehen ist, kann der Nenner $[\ln S(f) - \ln P(f) - \ln m]$ bei sehr kleinen Frequenzen sehr klein gegenüber dem Zähler (f·Konstante) sein.In Quotienten ergeben sich dann sehr große (evtl. auch negative) Werte von Q.
Das wurde mit Modellvorstellungen näher untersucht.Die theoretisch berechneten Quellspektren von P- und S-Impulsen, die gleich lang sind (d.h. Eckfrequenzen $f_p = f_s \rightarrow g$ =konstant), wurden mit Mantel-Übertragungsfunktionen,die $\bar{Q}_p(f) = A \cdot f^{\alpha}$ und $\bar{Q}_s(f) = B \cdot f^{\alpha}$ enthalten,multipliziert. Diese Multiplikationen ergeben uns die Spektren der synthetischen P- und S-Impulse,

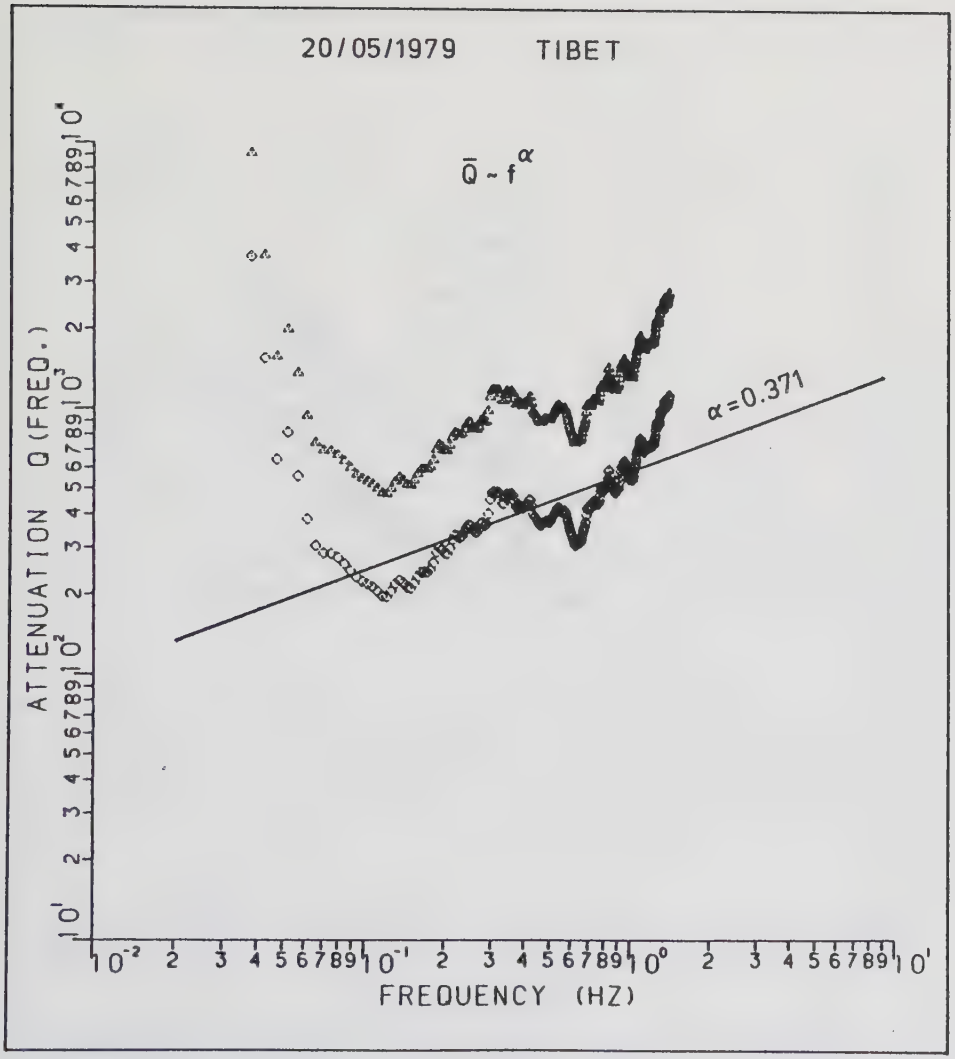

Abb.7.10 : Die Q-Spektren für das Erdbeben Nr.8 .Das obere Spektrum ist $\bar{Q}_p(f)$ und das untere $\bar{Q}_s(f)$.Die Signaldauer beträgt $T = 61$ sec.

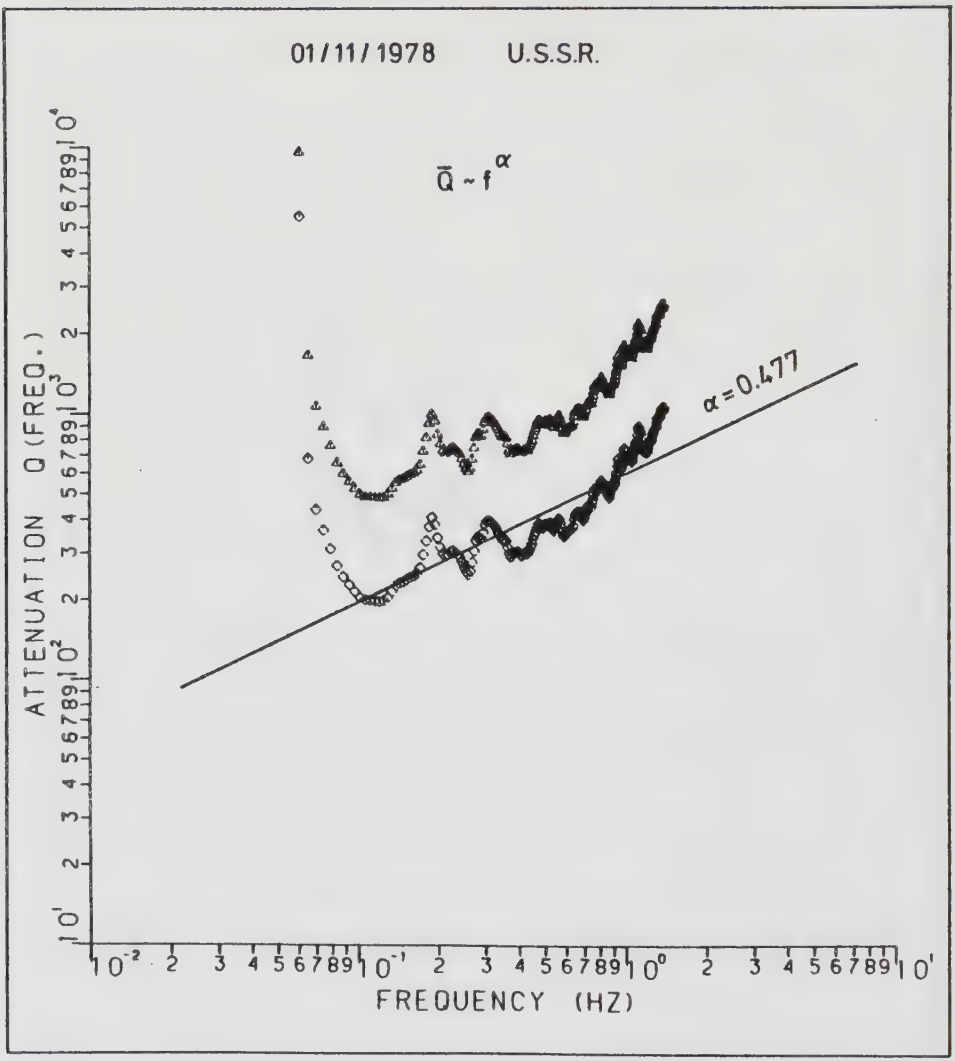

Abb.7.11 : Die Q-Spektren für das Erdbeben Nr.10 .Das obere Spektrum ist $\bar{Q}_p(f)$ und das untere $\bar{Q}_s(f)$.Die Signaldauer beträgt τ = 60 sec.

die in einem homogenen anelastischen Mantel gelaufen sind (siehe Abb.7.12).

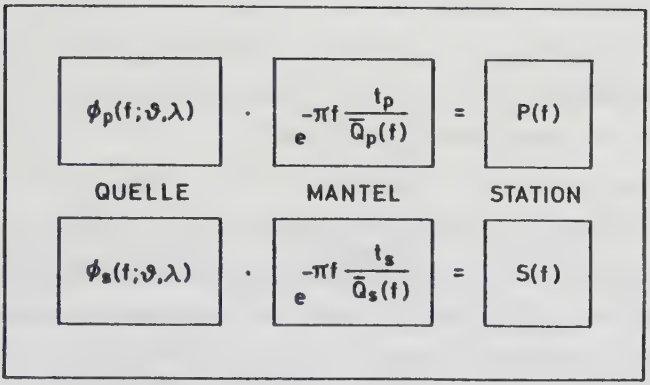

Abb.7.12 : Berechnung von synthetischen Spektren für P- und S-Impulse (näheres siehe Text).

Für $\phi_s(f;\vartheta,\lambda)/\phi_p(f;\vartheta,\lambda) = g$ = konstant (die P- und S- Impulse gleich lang), $\bar{Q}_p(f)=k\cdot\bar{Q}_s(f)$ (k=2.25,siehe Voraussetzung 3 ,Abschnitt 2.2) und $t_s=\sqrt{3}\cdot t_p$ ist das Spektralverhältnis:

$$\frac{S(f)}{P(f)} = g\cdot\exp\left[\frac{\pi f\, t_s}{\bar{Q}_s(f)}\cdot\left(\frac{1}{k\sqrt{3}} - 1\right)\right] \qquad (121)$$

Berechnet man $\bar{Q}_s(f)$ aus (121), so muß das natürlich wieder $\bar{Q}_s(f)=B\cdot f^{\alpha}$ ergeben. Jetzt wollen wir jedoch g nicht frequenzunabhängig und konstant ansetzen sondern so,wie es sich aus den Modellspektren ergibt in Abb.3.12.e ,Abb.3.13 ,Abb. 3.14 etc. und mit q(f) bezeichnen.Dann ist $Q_s(f)$ in üblicher Form analog zu (8):

$$Q_s(f) = \frac{\pi \cdot f \cdot t_s \cdot \left(\frac{1}{k\sqrt{3}} - 1\right)}{\frac{\pi \cdot f \cdot t_s}{\bar{Q}_s(f)} \cdot \left(\frac{1}{k\sqrt{3}} - 1\right) + \ln g - \ln q(f)} \qquad (122)$$

$Q_s(f)$ in (122) wird in den Abb.7.13 ,Abb.7.14 ,Abb.7.15 und Abb.7.16 mit Kreisen für einige Beispiele gezeigt.Die durchgezogene Gerade entspricht $\bar{Q}_s(f) = B \cdot f^{\alpha}$.

Vergleicht man die Abb.7.14 und Abb.7.16 mit Abb.7.10 bzw. Abb.7.11 ,so erkennt man Ähnlichkeiten.Die hohen Q-Werte bei tiefen Frequenzen werden daher mit Quellspektrenverhältnissen $q(f)$ erklärt,wie sie in Abb.3.13 und Abb.3.19 gezeigt wurden. Trotz starker Maxima und Minima im Q-Spektrum (siehe Abb.7.14 bzw. Abb.7.16) erkennt man einen deutlichen Anstieg mit wachsender Frequenz. Die durchgezogene Gerade entspricht $\bar{Q}_s(f) = B \cdot f^{\alpha}$ und erleichtert den Vergleich.Bei kleineren Oszillationen in $q(f)$ wie in Abb.3.15 bzw. Abb.3.20 ist $Q_s(f)$ beinahe gleich zu $\bar{Q}_s(f)$ (Vgl. Abb.7.15).

Man kann also feststellen,daß die "Unruhe" in den beobachteten Q-Spektren zum grossen Teil durch die Frequenzabhängigkeit von $q(f)$ bedingt sein können. Die Oszillationen in $q(f)$ sind durch unterschiedliche Eckfrequenzen der P- und S-Spektren bedingt.Je größer $|f_s - f_p|$ ist,desto stärker sind die Oszillationen in $q(f)$.Für $f_s = f_p$ ist $q(f) = g$,und damit frequenzunabhängig.

Zusammenfassend kann festgelegt werden,daß sich aus den S/P-Spektralverhältnissen, auch nach Berücksichtigung möglicher Störeinflüsse,in dem untersuchten Frequenzbereich 0.05-1.5 Hz ein signifikanter gleichmäßiger Anstieg von Q mit der Frequenz erkennen läßt. Dieser Anstieg kann durch ein Potenzgesetz mit $\alpha = 0.2\text{-}0.5$ dargestellt werden : $Q(f) \sim f^{\alpha}$.

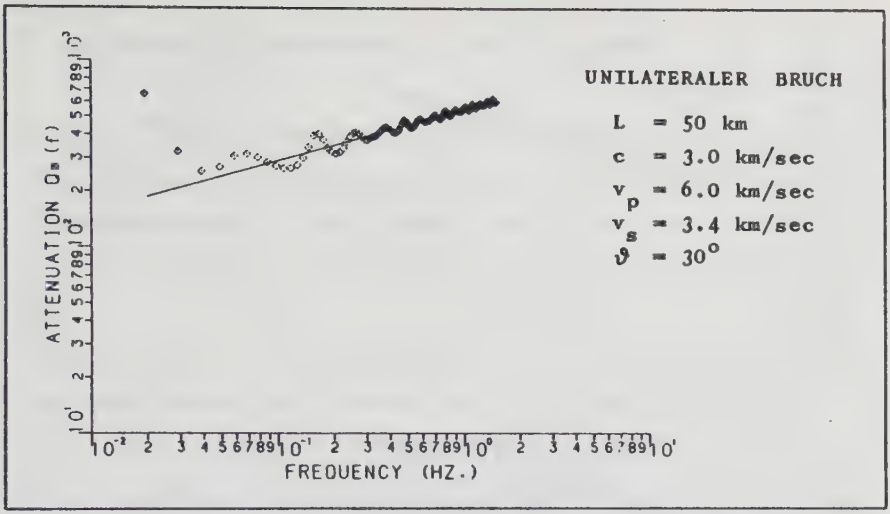

Abb.7.13 : Einfluß des Quellspektrenverhältnisses auf das Q-Spektrum.Die Ausgleichsgerade entspricht g = konstant.Die Kreise resultieren aus eine frequenzabhängigen **q(f)**, (Vgl. Abb.3.15).

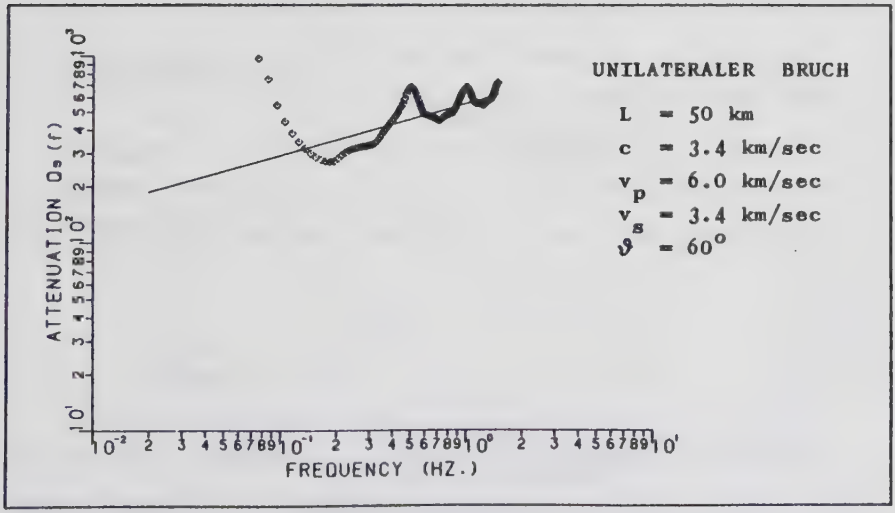

Abb.7.14 : Einfluß des Quellspektrenverhältnisses auf das Q-Spektrum.Die Ausgleichsgerade entspricht g = konstant.Die Kreise resultieren aus eine frequenzabhängigen **q(f)**, (Vgl. Abb.3.13).

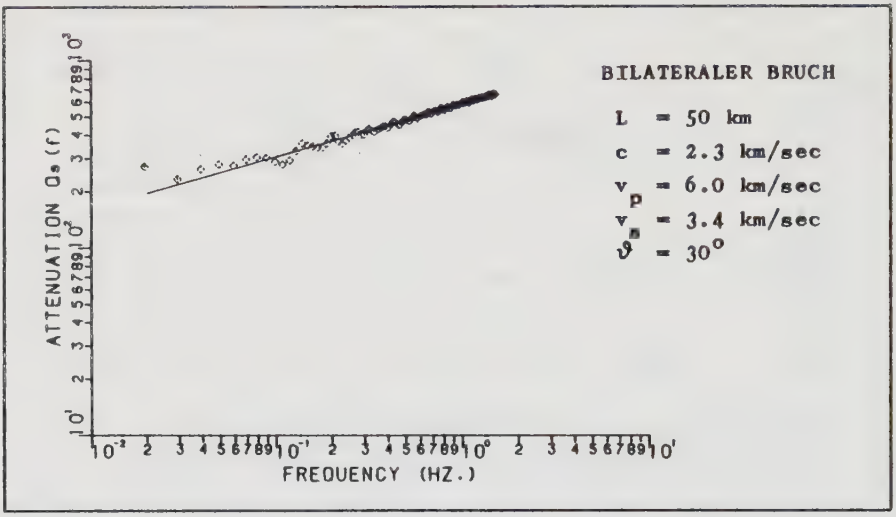

Abb.7.15 : Einfluß des Quellspektrenverhältnisses auf das Q-Spektrum.Die Ausgleichsgerade entspricht **g** = konstant.Die Kreise resultieren aus eine frequenzabhängigen **q(f)**, (Vgl. Abb.3.20).

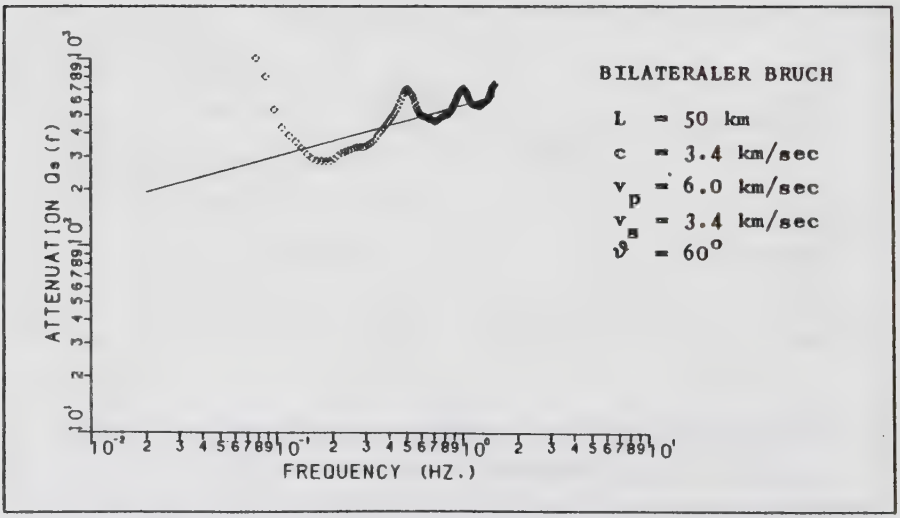

Abb.7.16 : Einfluß des Quellspektrenverhältnisses auf das Q-Spektrum.Die Ausgleichsgerade entspricht **g** = konstant.Die Kreise resultieren aus eine frequenzabhängigen **q(f)**, (Vgl. Abb.3.19).

8. VERGLEICH MIT ERGEBNISSEN VON ANDEREN AUTOREN

In diesem Abschnitt wollen wir unser Ergebnis, $Q \sim f^{\alpha}$ ($\alpha \approx 0.2$-0.5), mit den Ergebnissen von anderen Autoren vergleichen. Die Frequenzabhängigkeit von Q gemäß einem Potenzgesetz ($Q \sim f^{\alpha}$) ist in den letzten Jahren ein viel diskutiertes Problem gewesen.

Unter Voraussetzung der Gültigkeit eines Potenzgesetzes $Q \sim f^{\alpha}$ kann durch nähere Betrachtung der Modelle SL8 von ANDERSON , HART(1978b) und AFL von ARCHAMBEAU et al. (1969) (siehe Abschnitt 1, Abb.1.1) die Potenz α abgeschätzt werden. Wie in Abb.1.1 zu sehen ist, sind die Q_p-Werte vom Modell AFL etwas mehr als doppelt so groß als die Q_p-Werte vom Modell SL8. Für den oberen und mittleren Mantel ergibt sich ein mittleres Q-Wert-Verhältnis $\bar{Q}_{AFL} / \bar{Q}_{SL8}$ von ungefähr 2.5 (siehe Abb.1.1). Die Modelle SL8 und AFL wurden aus Beobachtungen von freien Eigenschwingungen der Erde im Frequenzbereich f_{AFL} 0.003 - 0.015 Hz bzw. aus kurzperiodischen Raumwellen im Frequenzbereich f_{SL8} 1-5 Hz abgeleitet. Die in diesen Frequenzbereichen bestimmten Q-Modelle lassen sich bei Gültigkeit eines Potenzgesetzes nach folgender Formel ineinander transformieren:

$$\frac{\bar{Q}_{AFL}}{\bar{Q}_{SL8}} = \left(\frac{f_{AFL}}{f_{SL8}}\right)^{\alpha} \approx 2.5 \qquad (123)$$

Für die Frequenzbereiche der Modelle SL8 und AFL ergeben sich dann Werte für α zwischen 0.12 und 0.22 .

Als mittleren $\bar{Q}_s$- Wert für den unteren Erdmantel gibt SACKS (1980) den Wert von ca. 900 an. Dieser Wert wurde aus Raumwellen-Untersuchungen im Frequenzbereich 0.03-0.3 Hz bestimmt.

Andererseits wurde aus freien Eigenschwingungen der Erde bei einer Frequenz von etwa 0.001 Hz für den unteren Mantel $\bar{Q}_s \approx$ 400 ermittelt. Aufgrund dieses signifikanten Unterschiedes schließt SACKS (1980) eine Frequenzabhängigkeit von Q nicht aus.Mit den zuvor genannten Werten würde sich bei Gültigkeit eines Potenzgesetzes $0.15 < \alpha < 0.25$ ergeben.
In Abb.8.1 sind mittlere Q_s- Werte im Mantel,abgeleitet aus Beobachtungen von langperiodischen und kurzperiodischen Kernreflexionen (ScS) (SIPKIN,JORDAN;1979), zusammen mit Q_s aus "normal-modes" dargestellt.

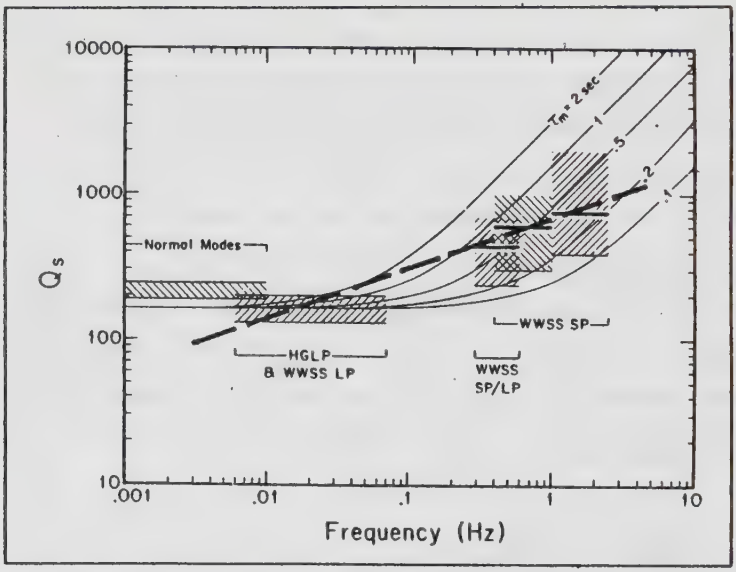

Abb.8.1 : Q_s - Werte für verschiedene Periodenbereiche (schraffierte Felder); die dünnen Kurven zeigen Absorptionsbandmodelle für unterschiedliche Eckfrequenzen (τ_m^{-1}) aus SIPKIN,JORDAN (1979). Die dicke gestrichelte Gerade entspricht dem Potenzgesetz, $Q \sim f^{\alpha}$,mit der Steigung $\alpha = 0.35$.

Die Q_s-Werte werden dabei innerhalb einzelner Frequenzbänder

als konstant behandelt. Insgesamt gibt es aber einen Anstieg von Q mit der Frequenz, jedoch wird aus dem Vergleich mit den allerdings auf ganz andere Weise gewonnenen "normal mode" Daten von SIPKIN und JORDAN (1979) geschlossen, daß der Anstieg erst oberhalb etwa 0.1 Hz beginnt. Die tatsächlich von SIPKIN und JORDAN (1979) aus ScS-Wellen gewonnenen Q -Werte können aber mindestens ebenso gut durch eine Ausgleichsgerade mit der Steigung $\alpha \approx 0.35$ (die dicke gestrichelte Gerade in Abb. 8.1) beschrieben werden, was unserem mittleren α - Wert entspricht.

Bei diesen drei Beispielen wurde Q von den Autoren jeweils in den einzelnen Frequenzbereichen frequenzunabhängig betrachtet. Wie zu sehen ist, können aber die Unterschiede zwischen den Q-Werten in verschiedenen Frequenzbereichen mit der Frequenzabhängigkeit von Q interpretiert werden, nämlich $Q \sim f^{\alpha}$.

Mit der möglichen Frequenzabhängigkeit von Q haben sich viele Seismologen in den letzten Jahren beschäftigt. $Q \sim f^{\alpha}$, mit α-Werten um 0.25 wurde im Labor z.B. von BERCKHEMER et al. (1979, 1982) in Experimenten an Mantelgestein bei hohen Temperaturen (Peridotit, Forsterit und Dunit) gefunden. Über qualitativ ähnliche Ergebnisse an Olivin berichtete GUEGUEN et al. (1981) und GUEGUEN (1982, persönliche Mitteilung). Ein Potenzgesetz für Q wurde aus Daten von seismischen Raumwellen, freien Eigenschwingungen der Erde, Erdgezeiten und "chandler wobble" z.B. von ANDERSON, MINSTER (1979) postuliert und für die Kruste MITCHELL (1980, 1981) aus Untersuchungen an Oberflächenwellen abgeleitet.

Tabelle 3 zeigt verschiedene α - Werte aus der Literatur mit dem jeweiligen Frequenzbereich im Vergleich mit unserem Ergebnis.

Literatur	α- Wert	Frequenzbereich
Unseres Ergebnis	0.2 - 0.5	0.05 - 1.5 Hz
ANDERSON,MINSTER(1979)	0.2 - 0.4	10^{-8} - 10^{-2} Hz
MITCHELL(1980)	0.3 - 0.5	0.025- 1.0 Hz
MITCHELL(1981)	0.2	0.2 - 1.0 Hz
BERCKHEMER et al.(1979)	0.15-0.35	0.01 - 1.0 Hz
KAMPFMANN(1980)	0.2 -0.25	$3 \cdot 10^{-3}$ - 1.0 Hz
BERCKHEMER et al.(1982)	0.25	0.003- 30.0 Hz
GUEGUEN(1982,persönliche Mitteilung)	0.3	10^{-4} - 10.0 Hz

Tabelle 3 : Vergleich von α-Werten.

Wie zu sehen ist, stimmt unser Ergebnis gut mit den Ergebnissen anderer Autoren überein.Ein wichtiger Punkt bei diesem Vergleich ist jedoch, daß wir im Gegensatz zu den anderen Autoren erstmals im Frequenzbereich seismischer Raumwellen kontinuierliche Q-Spektren erhalten haben, in denen Q mit wachsender Frequenz gleichmäßig ansteigt.
Wir sehen nach sorgfältiger Fehlerbetrachtung als gesichert an, daß Q zumindest im untersuchten seismischen Frequenzbereich eine Frequenzabhängigkeit besitzt.

LITERATUR

ABRAMOVICI,F.(1973):Numerical application of a technique for recovering the spectrum of a time function.-Geophys.J. R. astron. Soc.,Vol.32,pp.65-78.

AKI,K.;RICHARDS,P.G.(1980):Quantitative seismology,Volume I.- W. H. Freeman and Comp.,San Francisco.

ANDERSON,D.L.(1967):The anelasticity of mantle.-Geophys.J.R. astron. Soc.,Vol.14,pp.135-164.

ANDERSON,D.L.;ARCHAMBEAU,C.B.(1964): The anelasticity of the earth.-J. Geophys. Res.,Vol.69,No.10,pp.2071-2084.

ANDERSON,D.L.;BEN-MENAHEM,A.;ARCHAMBEAU,C.B.(1965): Attenu - ation of seismic energy in the upper mantle.-J.Geophys. Res.,Vol.70,No.6,pp.1441-1448.

ANDERSON,D.L.;HART,R.S.(1978 a):Attenuation models of the earth.-Phys. Earth Planet. Int.,Vol.16,pp.289-306.

ANDERSON,D.L.;HART,R.S.(1978 b):Q of the earth.-J. Geophys. Res.,Vol.83,No.B12,pp.5869-5882.

ANDERSON,D.L.;MINSTER,J.B.(1979): The frequency dependence of Q in the earth and implications for mantle rheology and chandler wobble.- Geophys. J. R. astron. Soc., Vol. 58, pp.431-440.

ARCHAMBEAU,C.B.;FLINN,E.A.;LAMBERT,D.G.(1969):Fine structure of the upper mantle.-J. Geophys. Res.,Vol.74,No.25,pp. 5825-5865.

BÅTH,M.(1968):Mathematical aspects of seismology.- Elsevier Publishing Company,Amsterdam.

BÅTH,M.(1974): Spectral analysis in geophysics.-Elsevier Scientific Publishing Company,Amsterdam.

BEN-MENAHEM,A.(1962):Radiation of seismic body waves from a finite moving source in the earth.- J. Geophys. Res., Vol.67,No.1,pp.345-350.

BEN-MENAHEM,A.(1965): Observed attenuation and Q values of seismic surface waves in the upper mantle.-J. Geophys. Res.,Vol.70,No.18,pp.4641-4651.

BEN-MENAHEM,A.;SMITH,S.W.;TENG,T.-L.(1965): A procedure for source studies from spectrums of long-period seismic body waves.-Bull.Seism.Soc.Am.,Vol.55,No.2,pp.203-235.

BERCKHEMER,H.(1962):Die Ausdehnung der Bruchfläche im Erdbebenherd und ihr Einfluß auf das seismische Wellenspektrum.-Gerl. Beitr. Geophys.,Vol.71,pp.5-26.

BERCKHEMER,H.;AUER,F.;DRISLER,J.(1979): High-temperature anelasticity and elasticity of mantle peridotite.- Phys. Earth Planet. Int.,Vol.20,pp.48-59.

BERCKHEMER,H.;JACOB,K.H.(1965):Synthetic seismic pulses from propagating faults.-Ber. Inst. Meteorol. Geophys. Univ. Frankfurt/M.,No.7,pp.1-31.

BERCKHEMER,H.;JACOB,K.H.(1968):Investigation of the dynamical process in earthquake foci by analyzing the pulse shape of body waves.-Ber. Inst. Meteorol.Geophys.Univ. Frankfurt/M.,No.13,pp.1-85.

BERCKHEMER,H.;KAMPFMANN,W.;AULBACH,E.;SCHMELING,H.(1982):Shear modulus and Q of forsterite and dunite near partial melting from forced-oscillation experiments.- Phys. Earth Planet. Int.,Vol.29,pp.30-41.

BRUNE,J.N.(1970): Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes.-J. Geophys. Res.,Vol.75, No.26,pp.4997-5009.

BRUNE,J.N.(1971):Correction (to BRUNE,1970).-J.Geophys. Res.,

Vol.76,No.20,p.5002.

BUCHBINDER,G.G.R.(1968):Amplitude spectra of PcP and P Phases. -Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.58,No.6,pp.1797-1819.

BULLEN,K.E.(1963):An introduction to the theory of seismology. -Cambridge Univ. Press,London.

BURDICK,L.J.(1978):t^* for S waves with a continental ray-path. -Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.68,No.4,pp.1013-1030.

BURRIDGE,R.;KNOPOFF,L.(1964):Body force equivalents for seismic dislocations.-Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.54,No.6,pp. 1875-1888.

CARPENTER,E.W.(1967):Teleseismic signals calculated for underground, underwater and atmospheric explosions.-Geophysics,Vol.32,No.1,pp.17-32.

CHOUDHURY,M.A.(1972): P-wave attenuation in the mantle.- Z. Geophys.,Vol.38,pp.447-453.

CLEARBOUT,J.F.(1976): Fundamentals of geophysical data processing with applications to petroleum prospecting.-Mc Graw-Hill Book Comp.,New York.

COOLEY,J.W.;TUKEY,J.W.(1965): An algorithm for the machine calculations of complex Fourier series.-Math. of comp., Vol.19,pp.297-301.

DAHLEN,F.A.(1974):On the ratio of P-wave to S-wave corner frequencies for shallow earthquake sources.- Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.64,No.4,pp.1159-1180.

FRASIER,C.W.;CHOWDHURY,D.K.(1974): Effect of scattering on PcP/P amplitude ratios at Lasa from 40° to 84° distance. -J. Geophys. Res.,Vol.79,No.35,pp.5469-5477.

FUTTERMAN,W.I.(1962):Dispersive body waves.-J. Geophys. Res., Vol.67,No.13,pp.5279-5291.

GUEGUEN,Y.;WOIRGARD,J.;DAROT,M.(1981):Attenuation mechanisms and anelasticity in the upper mantle.- Anelasticity in the earth,Geodynamics Series Vol.4,pp.86-94.

GUTENBERG,B.(1932): Handbuch der Geophysik, Bd.IV Erdbeben.- Verlag von Gebrüder Bornträger,Berlin.

HARJES,H.-P.;HENGER,M.;STORK,B.(1980):Installation and operation of the Gräfenberg (GRF) Broad-band array.-Internal Report of the seismologisches Zentralobservatorium Gräfenberg,Erlangen.

HASKELL,N.A.(1953):The dispersion of surface waves on multilayered media.- Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.43,pp.17-34.

HASKELL,N.A.(1960): Crustal reflection of plane SH waves.-J. Geophys. Res.,Vol.65,No.12,pp.4147-4150.

HASKELL,N.A.(1962):Crustal reflection of plane P and SV waves. -J. Geophys. Res.,Vol.67,No.12,pp.4751-4767.

HASKELL,N.A.(1964): Total energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults.- Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.54,No.6,pp.1811-1841.

HIRASAWA,T.;STAUDER,W.S.J.(1965): On the seismic body waves from a finite moving source.-Bull. Seism. Soc. Am.,Vol. 55,No.2,pp.237-262.

HONDA,H.(1962):Earthquake mechanism and seismic waves.- Geophysical Notes,Vol.15,Suppl. Tokyo Univ.,Japan.

HSU,P.H.(1970): Fourier analysis.- Simon and Schuster Tech Outl.,New York.

JACKSON,D.D.;ANDERSON,D.L.(1970):Physical mechanisms of seismic-wave attenuation.-Rev. Geophys. Space Physics,Vol. 8,No.1,pp.1-63.

JEFFREYS,H.;BULLEN,K.E.(1967): Seismological Tables.- Brit.

Assoc. Adv. Sci.,Gray Milne Trust,London.

JOHNSTON,D.H.;TOKSÖZ,M.N.;TIMUR,A.(1979):Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks:II.Mechanisms,Geophysics,Vol.44,No.4,pp.691-711.

JORDAN,T.H.;SIPKIN,S.A.(1977): Estimation of the attenuation operator for multiple ScS waves.-Geophys. Res. Letters, Vol.4,No.4,pp.167-170.

KAMPFMANN,W.(1980):Elastische und anelastische Eigenschaften von Dunit bei hohen Temperaturen und seismischen Frequenzen.-Diplomarbeit Inst. Meteorol. Geophys. Univ. Frankfurt/M.

KANAMORI,H.(1967 a):Spectrum of P and Pcp in relation to the mantle-core boundary and attenuation in the mantle.-J. Geophys. Res.,Vol.72,No.2,pp.559-571.

KANAMORI,H.(1967 b): Attenuation of P waves in the upper and lower mantle.-Bull. Earth. Res. Inst.,Vol.45, pp.299-312.

KANAMORI,H.(1967 c): Spectrum of short-period core phases in relation to the attenuation in the mantle.-J. Geophys. Res.,Vol.72,No.8,pp.2181-2186.

KANAMORI,H.;ANDERSON,D.L.(1977):Importance of physical dispersion in surface wave and free oscillation problems: Review.-Rev. Geophys. Space Phys.,Vol.15,No.1,pp.105-112.

KASAHARA,K.(1981):Earthquake mechanics.-Cambridge Univ. Press, Cambridge.

KNOPOFF,L.(1964): "Q".- Reviews of Geophysics,Vol.2,No.4,pp. 625-660.

KNOPOFF,L.;GILBERT,F.(1959): Radiation from a strike-slip fault.-Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.49,No.2,pp.163-178.

KNOPOFF,L.;GILBERT,F.(1960):First motions from seismic sources -Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.50,No.1,pp.117-134.

KOLSKY,H.(1956): The propagation of stress pulses in visco-elastic solids.-Phil. Mag.,Vol.1,pp.693-710.

KOVACH,R.L.;ANDERSON,D.L.(1964):Attenuation of shear waves in the upper and lower mantle.- Bull. Seism. Soc. Am.,Vol. 54,No.6,pp.1855-1864.

KURITA,T.(1966): Attenuation of long-period P-waves and Q in the mantle.-J. Phys. Earth,Vol.14,No.1,pp.1-14.

KURITA,T.(1968): Attenuation of short-period P-waves and Q in the mantle.-J. Phys. Earth,Vol.16,No.2,pp.61-78.

KURITA,T.(1969): Spectral analysis of seismic waves, Part 1. Data windows for the analysis of transient waves.-Spec. Contrib. Geophys. Inst. Kyoto Univ.,Vol.9,pp.97-122.

KURITA,T.(1973): Regional variations in the structure of the crust in the central United States from P-wave spectra. -Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.63,No.5,pp.1663-1687.

LEBLANC,G.S.J.(1967):Truncated crustal transfer functions and fine crustal structure determination.-Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.57,No.4,pp.719-733.

LIU.H.-P.;ANDERSON,D.L.;KANAMORI,H.(1976):Velocity dispersion due to anelasticity; implications for seismology and mantle composition.-Geophys. J.R. astron. Soc.,Vol.47, pp.41-58.

LOVE,A.E.H.(1903): The propagation of wave-motion in an isotropic elastic solid medium.- London Math. Soc. Proc. Series,Vol.2,No.1,pp.291-344.

LUNDQUIST,G.M.;CORMIER,V.N.(1980):Constraints on the absorption band model of Q.- J. Geophys. Res.,Vol.85,No.B10, pp.5244-5256.

MAVKO,G.M.;NUR,A.(1979): Wave attenuation in partially saturated rocks.-Geophysics,Vol.44,No.2,pp.161-178.

MIKUMO,T.;KURITA,T.(1968): Q distribution for long-period P-waves in the mantle.-J. Phys. Earth,Vol.16,No.1,pp.11-29.

MITCHELL,B.J.(1980):Frequency dependence of shear wave internal friction in the continental crust of eastern North America.-J. Geophys. Res.,Vol.85,No.B10,pp.5212-5218.

MITCHELL,B.J.(1981):Regional variation and frequency dependence on Q_β in the crust of the United States.- Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.71,No.5,pp.1531-1538.

MITCHELL,B.J.;HELMBERGER,D.V.(1973): Shear velocities at the base of the mantle from observations of S and ScS.- J. Geophys. Res.,Vol.78,No.26,pp.6009-6020.

MOLNAR,P.;TUCKER,B.E.;BRUNE,J.N.(1973):Corner frequencies of P and S waves and models of earthquake sources.- Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.63,No.6,pp.2091-2104.

NAKANO,H.(1923):Notes on the nature of the forces which give rise to the earthquake motions.- Seism. Bull. Central Met. Observ. Japan,Vol.1,No.3,pp.92-120.

O'CONNELL,R.J.;BUDIANSKY,B.(1977):Viscoelastic properties of fluid-saturated craked solids.-J. Geophys. Res.,Vol.82, No.36,pp.5719-5735.

OKADA,H.;SUZUKI,S.;ASANO,S.(1970):Anomalous underground structure in the Matsushiro earthquake swarm area as derived from a fan shooting technique.- Bull. Earthquake Res. Inst.,Vol.48,pp.811-833.

PHINNEY,R.A.(1964):Structure of the earth's crust from spectral behavior of long-period body-waves.- J. Geophys. Res.,Vol.69,No.14,pp.2997-3017.

PHO,H.-T.;BEHE,L.(1972):Extended distances and angles of incidence of P-waves.-Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.62,No.4, pp.885-902.

RITSEMA,A.R.(1958):(i, Δ)-Curves for bodily seismic waves of any focal depth.-Lembaga Meteor. dan Geofisik,Djakarta Rep. Indonesia,Verhandelingen No.54,pp.1-10.

SACKS,I.S.(1980):Q_s of the lower mantle-A body wave determination.-Carnegie Institution,Ann. Rep. Dir. Department of Terrestrial Magnetism,Year Book 79,pp.508-512.

SAVAGE,J.C.(1965):The effect of rupture velocity upon seismic first motions.- Bull. Seism. Soc. Am., Vol.55,No.2,pp. 263-275.

SAVAGE,J.C.(1966):Radiation from a realistic model of faulting. -Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.56,No.2,pp.577-592.

SAVAGE,J.C.(1972):Relation of corner frequency to fault dimensions.-J. Geophys. Res.,Vol.77,No.20,pp.3788-3795.

SAVAGE,J.C.(1974):Relation between P- and S-wave corner frequencies in the seismic spectrum.-Bull. Seism. Soc. Am., Vol.64,No.6,pp.1621-1627.

SAVAGE,J.C.;HASEGAWA,H.S.(1965):A two-dimensional model study of the directivity function.-Bull. Seism. Soc. Am.,Vol. 55,No.1,pp.27-45.

SAWARENSKI,E.F.;KIRNOS,D.P.(1960): Elemente der Seismologie und Seismometrie.-Akademie-Verlag,Berlin.

SHIMSHONI,M.;BEN-MENAHEM,A.(1970):Computation of the divergence coefficient for seismic phases.- Geophys. J. R. astron. Soc.,Vol.21,pp.285-294.

SIPKIN,S.A.;JORDAN,T.H.(1979):Frequency dependence of Q_{ScS}.- Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.69,No.4,pp.1055-1079.

SOLOMON,S.C.;TOKSÖZ,M.N.(1970): Lateral variation of attenuation of P and S waves beneath the United States.-Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.60,No.3,pp.819-838.

SUMNER,R.D.(1967):Attenuation of earthquake generated P-waves along the western flank of the Andes.-Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.57,No.2,pp.173-190.

TAUBENHEIM,J.(1969):Geophysikalische Monographien Bd.5- Statische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten.-Akademische Verlagsgesellschaft,Leipzig.

TENG,T.-L.(1968): Attenuation of body waves and the Q-structure of the mantle.- J. Geophys. Res., Vol.73,No.6,pp. 2195-2208.

TENG,T.-L.;BEN-MENAHEM,A.(1965):Mechanism of deep earthquakes from spectrums of isolated body-wave signals.-J.Geophys. Res.,Vol.70,No.20,pp.5157-5170.

THOMSON,W.T.(1950): Transmission of elastic waves through a stratified medium.-J. Appl. Phys.,Vol.21,pp.89-93.

TSUJIURA,M.(1966): Frequency analysis of seismic waves (1).-Bull. Earthquake Res. Inst.,Vol.44,pp.873-891.

TSUJIURA,M.(1969):Regional variation of P-wave spectrum (1). -Bull. Earthquake Res. Inst.,Vol.47,pp.613-633.

WYSS,M.;HANKS,T.C.(1972): The source parameters of the San Fernando earthquake inferred from teleseismic body waves.-Bull. Seism. Soc. Am.,Vol.62,No.2,pp.591-602.

DANKSAGUNG

Herrn Prof. Dr. H. Berckhemer danke ich für die Themenstellung und hilfreiche Betreuung dieser Arbeit.
Eine große Hilfe waren für mich die ausgiebigen Diskussionen mit den Kolleginnen und Kollegen des Instituts.Besonders bedanke ich mich bei Gabriele Marquart, Wolfgang Brüstle, Jörg Schlittenhardt und Harro Schmeling,die mir bei der sprachlichen Formulierung der Arbeit geholfen haben.
Mein Dank gilt auch den Mitarbeitern des Zentralobservatoriums Gräfenberg für die Bereitstellung des benutzten Datenmaterials.
Alle numerischen Rechnungen wurden im Zentralen Recheninstitut der J.W. Goethe-Universität durchgeführt,dessen Mitarbeitern ich hiermit danke.
Einen besonderen Dank möchte ich hier auch dem türkischen nationalen Ausbildungsministerium (T.C. Milli Eğitim Bakanlığı) aussprechen,das diese Arbeit finanziell gefördert hat.

LEBENSLAUF

Name : Atillâ Ulug̃

Geburtsdaten: 4.August 1951 in Balıkesir (Türkei) als Sohn von Selâhattin Ulug̃ und dessen Ehefrau Hacer Ulug̃ geb. Helvacıoğlu

Ausbildung und Tätigkeit:

1957 - 1962	Besuch der Grundschule in Istanbul und in Malatya
1962 - 1965	Besuch der Mittelschule in Malatya
1965 - 1968	Besuch des Gymnasiums in Malatya
1968 - 1973	Studium der Geophysik an der Istanbul-Universität in Istanbul
1973	Abschluß als Geophysiker (B.Sc.) mit Nebenfach Geologie
1973 - 1975	Tätigkeit bei der Firma "Mineral Research and Exploration of Turkey" (M.T.A.) in Ankara als Geophysiker,Vorbereitung der Diplomarbeit
1975	Prüfung für Geophysik Dipl. Ing.
1975 - 1977	Tätigkeit an der Ägäis-Universität (E.Ü.) in Izmir als Assistent
1976	Eheschließung mit Makbûle Uğur Hınçal
1977	Einreise in die Bundesrepublik Deutschland
1977 - 1978	Besuch der Sprachkurse: Goethe-Institut in Rothenburg o.d.T. und J.W. Goethe-Universität in Frankfurt a.M.
1978 - 1983	Immatrikuliert an der J.W. Goethe-Universität als Doktorand und Anfertigung der Dissertation unter Leitung von Prof. Dr. H. Berckhemer
1979	Geburt der Tochter Başak
1981 - 1982	Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt a.M.

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren und Dozenten:
in der Türkei: M.Y. Dizioğlu,I. Özdoğan,A. Yaramanci,H. Soysal,M. Akartuna,A.C. Okay,A.F. Baykal,S. Tunakan,B. Özdoğan,C. Karadeniz,R. Ayda,L. Biran
in Deutschland: H. Berckhemer,G. Müller,W. Jacoby,D. Wolf.

Druck: ad-copy

Küsthardtstraße 3
3200 Hildesheim
Tel. 0 51 21 / 13 32 66